

~~11~~ 1177  
QC  
1  
168  
A61.

ANNALEN  
DER  
PHYSIK UND CHEMIE.

---

BAND CXLII.

P U Y S I E

C H A M P

J. E. DUNN

W. H. DUNN

1875

W. H. DUNN

**ANNALEN**  
DER  
**P H Y S I K**  
UND  
**C H E M I E.**

---

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

**J. C. POGGENDORFF.**

HUNDERTZWEIUNDVIERZIGSTER BAND.

DER GANZEN FOLGE ZWEIHUNDERTUNDACHTZEHNTER.

---

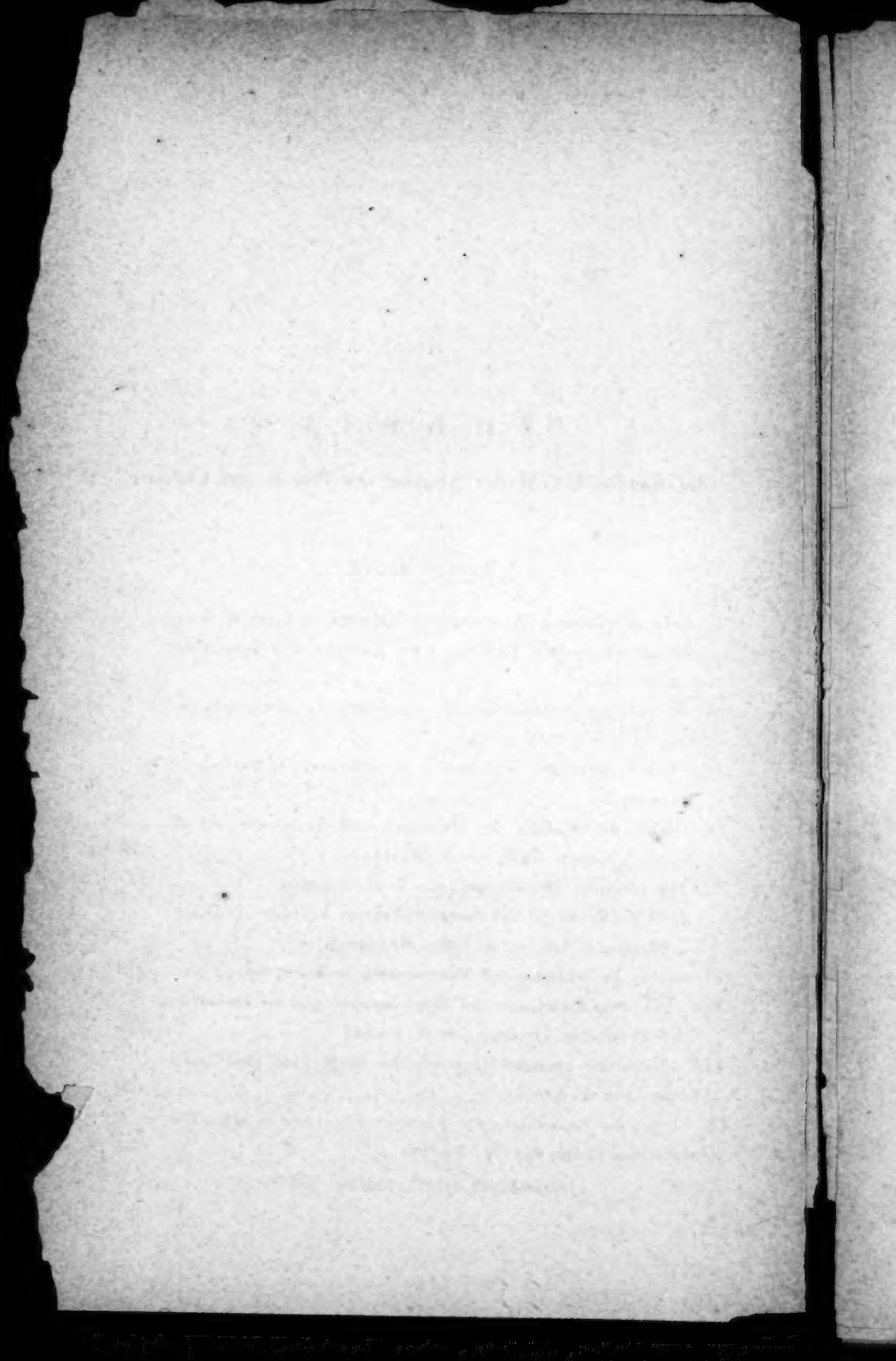
NEBST NEUN FIGURENTAFELN.

---

LEIPZIG, 1871.

VERLAG VON JOHANN AMEROSIUS PARTH.







**ANNALEN**  
DER  
**P H Y S I K**  
UND  
**C H E M I E.**

---

**FÜNFTE REIHE.**

---

**HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN**

**VON**

**J. C. POGGENDORFF.**

---

**ZWEIUNDZWANZIGSTER BAND.**

---

**NEBST NEUN FIGURENTAFELN.**

---

**LEIPZIG, 1871.**

**VERLAG VON JOHANN AMBROSIVS BARTH.**

1841

1841

1841

1841

1841

1841

1841

1841

1841

1841

1841

1841

1841

1841

1841

1841

1841

# Inhalt

des Bandes CXLII der Annalen der Physik und Chemie.

## Erstes Stück.

	Seite
I. Ueber den Zusammenhang zwischen hemiëdrischer Krystallform und thermo-elektrischem Verhalten beim Eisenkies und Kobaltglanz; von G. Rose . . . . .	1
II. Bezeichnung der Hemiëdrie bei Anwendung der stereographischen Projection; von E. Reusch . . . . .	46
III. Ueber elektrische Oscillationen im inducirten Leiter; von J. Bernstein . . . . .	54
IV. Ueber den Einfluss der Dichtigkeit und Temperatur auf die Spectra glühender Gase; von F. Zöllner . . . . .	88
V. Mineralogische Mittheilungen; von E. E. Schmid . . . . .	111
1. Ueber Whewellit und verwandte Formen S. 111. — 2. Ueber Desmin S. 115. — 3. Ueber Mesolith S. 118.	
VI. Ueber die Erkaltung und Wärmeleitung in Gasen; von F. Narr . . . . .	123
VII. Ein neues Experiment und einige Bemerkungen zur Theorie des Leidenfrost'schen Tropfens; von E. Budde . . . . .	158
VIII. Ueber die anomale Dispersion der Körper mit Oberflächenfarben; von A. Kundt . . . . .	163
IX. Ueber die Beobachtung der Sonnenprotuberanzen in monochromatischem Lichte; von W. Zenker . . . . .	172

(Geschlossen am 15. Februar 1871.)

## Zweites Stück.

	Seite
I. Optische Experimental-Untersuchungen; von G. Quincke . . .	177
XII. Ueber die Aenderung der Phase bei der Brechung der Lichtwellen S. 177. — XIII. Ueber die Aenderung der Phase bei der Reflexion der Lichtwellen S. 192.	
II. Bemerkung über die Anzahl der Fundamentalpunkte eines belie- bigen Systems von concentrirten brechenden Kugelflächen; von A. Töpler . . . . .	232
III. Ueber elektromagnetische Tragkraft; von A. v. Waltenhofen	252
IV. Ein merkwürdiger Brunnen; von H. Vogelsang . . . . .	268
V. Zur Theorie der Meeresströmungen; von Witte . . . . .	281
VI. Untersuchungen über die alkoholische Gährung und die Ernäh- rung des Bierhefenpilzes; von A. Mayer . . . . .	293
VII. Ueber die Verbindungen des essigsauren Natrons mit Wasser; von E. Zettnow . . . . .	306
VIII. Ueber ein Barometer ohne Quecksilber; von A. Heller . .	311
IX. Ein Quecksilberbarometer ohne Luftleere; von A. Kura . .	315
X. Historische Notiz über das Eiscalorimeter; von Th. Andrews .	320
XI. Zur Umkehrung der Natriumlinie; von A. Weinhold . . .	321
XII. Nachträgliche Bemerkung über Actzfiguren an Krystallen; von H. Baumhauer . . . . .	323
XIII. Ueber die Vogelsang'schen Krystalliten; von E. Weifs .	324
(Geschlossen am 26. März 1870.)	

## Drittes Stück.

I. Thermochemische Untersuchungen; von J. Thomsen . . . .	337
IX. Ueber die specifische Wärme wässriger Lösungen.	
II. Optische Experimental-Untersuchungen; von G. Quincke (Schluss) . . . . .	380
XIV. Ueber Newton'sche Farbenringe zwischen Glas und Metall S. 380.	
III. Apparate zur Demonstration des Satzes vom Parallelogramm der Kräfte und der Gesetze des Gleichgewichts auf der schiefen Ebene; von G. Krebs . . . . .	398

# VII

	Seite
IV. Bemerkungen über die Theorie der Capillar-Erscheinungen; von A. Mousson . . . . .	405
V. Drei Methoden der Widerstandsbestimmungen mit inducirten Strömen; von F. Kohlrausch . . . . .	418
VI. Ueber die Zurückführung des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie auf allgemein mechanische Principien; von R. Clausius . . . . .	433
VII. Ueber die Gränzen der Gültigkeit des Lenz-Jacobi'schen Gesetzes; von A. v. Waltenhofen . . . . .	461
VIII. Ueber Chlorzinkammon in Leclanché's Braunstein-Elementen; von E. Priwoznik . . . . .	467
IX. Ueber die Bestimmung der Schmelz- und Erstarrungstemperatur bei den Fetten; von Th. Wimmel . . . . .	471
X. Bemerkung zu dem Aufsatz des Hrn. Prof. A. Heller: Ueber die Intensitätsmessung des Schalles; von A. Seebeck . . . .	474
XI. Ueber die Zusammensetzung des Chabasits; von C. Rammelsberg . . . . .	476
XII. Erwiderung an Hrn. Knochenhauer; von W. Feddersen 476	
XIII. Ableitung des Wärmeverhältnisses der Gase bei constantem Druck und Volum $\left(\frac{c}{c'}\right)$ aus der mechanischen Wärmetheorie; von F. Mohr . . . . .	477
XIV. Notis über ein neues Mikroskop von R. Winkel; von J. B. Listing; . . . . .	479

(Geschlossen am 20. April 1871.)

## Viertes Stück.

I. Pendelbeobachtungen; von O. E. Meyer . . . . .	481
II. Ueber die Periodicität und heliographische Verbreitung der Sonnenflecke; von F. Zöllner . . . . .	524
III. Ueber die Bildung elektrischer Ringfiguren durch den Strom der Influenzmaschine; von J. Peterin . . . . .	539
IV. Das Weber'sche compensirte Magnetometer zur Bestimmung der erdmagnetischen Intensität; von F. Kohlrausch . . . .	547

V. Ueber die Brechung und Dispersion des Lichtes in Jod-, Brom- und Chlorsilber; von W. Wernicke . . . . .	560
VI. Ueber die Messung des inneren Widerstandes voltascher Ketten nach der Compensationsmethode; von W. Beetz . . . . .	573
VII. Ueber die elektromotorische Kraft der Induction in flüssigen Leitern; von L. Hermann . . . . .	586
VIII. Ueber das Huyghens'sche Ocular; von J. P. Listing . . . . .	591
IX. Ueber eine Verbindung von Schwefelsäure mit Salpetersäure; von R. Weber . . . . .	602
X. Ueber die Herstellung eines Filtrirapparats nach Bunsen'schem Princip; von E. Zettnow . . . . .	609
XI. Einfluß der Concentration auf die elektromotorische Kraft zwischen Salzlösungen; von L. Bleekrode . . . . .	611
XII. Das Grün der Blätter; von J. J. Müller . . . . .	615
XIII. Bemerkung zu Hrn. Andrews's Notiz über das Eis calorimeter; von R. Bunsen . . . . .	616
XIV. Bemerkung über das Eis calorimeter; von C. Bohn . . . . .	618
XV. Bemerkung zu Dr. Witte's Theorie der Meeresströmungen; von A. Colding . . . . .	621
XVI. Notiz über die mikroskopische Structur der Hagelkörner; von P. Reinsch . . . . .	623
XVII. Wärmeleitung in geschichteten Flüssigkeiten nach Despretz; von Radau . . . . .	626

(Geschlossen am 24. Mai 1871.)

# Nachweis zu den Figurentafeln.

---

Taf. I. — G. Rose, Fig. 1 bis 16, S. 46.

Taf. II. — Reusch, Fig. 1 u. 2, S. 48; Fig. 3, S. 49; Fig. 4, S. 50; Fig. 5 u. 6, S. 52; Fig. 7 u. 8, S. 53. — Schmid, Fig. 9 u. 10, S. 112; Fig. 11 u. 12, S. 113; Fig. 14 u. 15, S. 114; Fig. 16 u. 17, S. 115; Fig. 18, S. 114; Fig. 19, S. 119.

Taf. III. — Bernstein, Fig. 1 u. 2, S. 55.

Taf. IV. — Bernstein, Fig. 1, S. 58; Fig. 2, S. 63; Fig. 3, S. 73; Fig. 4, S. 77; Fig. 5, S. 79; Fig. 6, S. 81; Fig. 7, 8 u. 9, S. 84; Fig. 10, S. 85.

Taf. V. — Quincke, Fig. 1, S. 185; Fig. 2, S. 188; Fig. 3, S. 198; Fig. 4, S. 199; Fig. 5, S. 200; Fig. 6, S. 218; Fig. 7, S. 220; Fig. 8 u. 9, S. 207; Fig. 10, S. 392; Fig. 11 u. 12, S. 393; Fig. 13, S. 396.

Taf. VI. — Töpler, Fig. 1, S. 245; Fig. 2, S. 246; Fig. 3 u. 4, S. 247. — Weifs, Fig. 5, S. 327; Fig. 6, S. 328; Fig. 7, S. 329. — A. v. Vvaltenhofen, Fig. 8, S. 254; Fig. 9, S. 255; Fig. 10, S. 258.

Taf. VII. — Krebs, Fig. 1, S. 399; Fig. 2, S. 400; Fig. 3 u. 3\*, S. 401; Fig. 4, S. 403. — Thomsen, Fig. 5, S. 341.

Taf. VIII. — Meyer, Fig. 1 u. 2, S. 489; Fig. 3, S. 490; Fig. 4, S. 491; Fig. 5, S. 493; Fig. 6, S. 505. — Kohlrausch, Fig. 7, S. 552; Fig. 8, S. 556; Fig. 9, S. 555.

Taf. IX. — Peterin, Fig. 1 bis 6, S. 544; Fig. 7, S. 545; Fig. 8 bis 11, S. 546; Fig. 12, S. 547. — Reinsch, Fig. 13, 14 u. 15, S. 626. — Zettnow, Fig. 16, 17 u. 18, S. 609. — J. Müller, Fig. 19, S. 615.

---

## Berichtigungen.

---

### Zum Aufsatz von E. E. Schmid.

- S. 111 Z. 2 v. u. lies: gewannen statt: gewinnen  
 S. 112 Z. 10 v. o. lies: Orthodiagonale statt: Orthogonalen  
 S. 113 Z. 4 v. u. lies: vorwalten statt: verwalten  
 S. 114 Z. 17 v. u. lies:  $m/m'$  und  $x'/x$  statt:  $m(m'$  und  $x')x$   
 S. 114 Z. 18 v. u. lies:  $x/m$  und  $x/m'$  statt:  $x(m$  und  $x)m'$   
 S. 116 Z. 15 v. o. lies: rhomboëdische statt: rhomboëdrische  
 S. 116 Z. 17 v. o. lies: an welcher statt: in welcher  
 S. 116 Z. 19 v. o. lies: strahligen statt: strahlenden  
 S. 117 Z. 12 v. o. lies: Temperaturen statt: Temperatur  
 S. 120 S. 6 v. o. lies:  $\infty P \infty$  statt:  $\infty P a$   
 S. 122 S. 14 v. u. lies: obiger Tafel statt: obiger Formel

### Zum Aufsatz von Kohlrausch.

- S. 433 Z. 2 v. o. lies: der Einschaltung statt: die Einschaltung
-



I. Ueber den Zusammenhang zwischen hemiëdri-  
scher Krystallform und thermo-elektrischem Ver-  
halten beim Eisenkies und Kobaltglanz;  
von G. Rose.

(Aus d. Monatsber. d. königl. Akademie der Wissenschaften Juni 1870. —  
Mit späteren Zusätzen.)

Eisenkies und Kobaltglanz sind bekanntlich die Hauptbeispiele von Krystallen des regulären Systems, die die dodekaëdrische oder parallellflächige Hemiëdrie zeigen. Bei beiden, besonders dem erstern, kommen eine große Menge von einfachen Formen und Combinationen vor; indessen war es immer auffallend, daß bei diesen nur, oder vorzugsweise Formen der einen Stellung vorzukommen schienen, während doch bei den Substanzen, deren Formen die tetraëdrische oder geneigtflächige Hemiëdrie zeigen, die verschiedenen hemiëdrischen Formen der einen Stellung wie der andern häufig allein oder miteinander combinirt vorkommen; wie beim Borazit, Fahlerz und der Zinkblende. Man hat allerdings beim Eisenkies Krystalle beschrieben, die Combinationen von Formen beider Stellungen sind, doch gehören dergleichen Krystalle zu den größten Seltenheiten, zumal wenn man bedenkt, wie sehr der Eisenkies in der Natur verbreitet ist, und daß er sich auf den verschiedensten Lagerstätten und zu den verschiedensten Zeiten gebildet hat.

So beschrieb schon Haüy<sup>1)</sup> verschiedene Eisenkieskrystalle, an welchen nicht nur die Pentagondodekaëder

1) *Traité de Minéralogie*, 2 ed., t. 4, p. 56 Fig. 211 und p. 57 Fig. 215.

( $a : \frac{1}{2}a : \infty a$ ), sondern auch andere, an welchen die Diploëder<sup>1)</sup> ( $a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a$ ) in beiden Stellungen vorkommen. Die ersten finden sich in einer Combination mit dem Oktaëder und Leucitoëder; das Oktaëder herrscht vor, die Flächen des Leucitoëders bilden Zuspitzungen der Ecken, und die Flächen der beiden Pyritoëder die Abstumpfungen der Kanten der Zuspitzung. Die andern finden sich in Combination mit dem Oktaëder, einem Triakisoktaëder, dem Leucitoëder und Hexaëder; auch hier herrscht das Oktaëder vor, das Triakisoktaëder ( $a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a$ ) bildet die Zuschärfung der Kanten, die Flächen der beiden Diploëder erscheinen als achtförmige Zuspitzungen der Ecken, zu denen nun noch untergeordnet die Flächen des Leucitoëders und Hexaëders hinzutreten. Die Flächen der Pyritoëder und Diploëder beider Stellungen sind von gleicher Grösse gezeichnet und eine Verschiedenheit in dem Ansehen derselben ist nicht angegeben; ebenso wenig der Fundort beider Krystalle.

Eisenkieskrystalle mit den Flächen beider Pyritoëder als Abstumpffungsflächen der sämtlichen schärferen Kanten des Leucitoëders hat später auch Breithaupt<sup>2)</sup> an einem Stücke der Wernerschen Sammlung in Freiberg erkannt und beschrieben, leider auch hier ohne den Fundort desselben zu kennen.<sup>3)</sup>

- 1) Ich gebrauche hier, wie schon seit langer Zeit in meinen Vorlesungen für die Ausdrücke Trapezoid-Ikositetraëder (Mohs) oder Dyakis-Dodekaëder (Naumann) den kürzern Ausdruck Diploëder, worin ich mir erlaubt habe, den Namen Diploid von Haidinger umzuändern.
- 2) Journal für prakt. Chemie von Erdmann und Schweigger-Seidel Bd. 4, S. 264.
- 3) Da es mir sehr darum zu thun war, Krystalle mit solchen Flächen, die sich in dem Berliner mineralogischen Museum gar nicht befinden, aus eigener Ansicht kennen zu lernen, so bat ich Prof. Weisbach, mir die Stufe mit den beschriebenen Krystallen zur Ansicht zu schicken, was er mir auch freundlichst gewährte. Die Krystalle, an denen die beiden Pyritoëder vorkommen, haben nur die geringe Grösse von höchstens einer Linie Durchmesser und sind in einem kleinen Drusenraum einer derben Eisenkiesmasse aufgewachsen. Es sind Combinationen des Oktaëders, Leucitoëders mit den beiden Pyritoëdern, ganz wie bei den von Häuy beschriebenen Krystallen, nur dafs hier noch die Flächen

Combinationen von dem Diploëder ( $a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a$ ) mit dem Pyritoëder verschiedener Stellung, wo also das Pyritoëder an den schärfern Kanten durch die Flächen des Diploëders abgestumpft erscheint, haben später auch Naumann <sup>1)</sup> und Zippe <sup>2)</sup> beschrieben. Sie nehmen dabei an, daß das Pyritoëder erster und das Diploëder zweiter Stellung sey. Fundörter werden von beiden Autoren nicht angegeben.

Combinationen des Pyritoëders und Diploëders ( $a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a$ ) der einen und des Diploëders ( $\frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a$ ) der anderen Stellung beschreibt Lévy <sup>3)</sup>. Die Flächen des letzteren Diploëders erscheinen untergeordnet am ersten als Abstumpfungsfächen der mittleren Kanten; das Hexaëder tritt auch noch hinzu; Diploëder 123 <sup>4)</sup> und Pyritoëder werden in erster Stellung, das Diploëder 345 demnach in zweiter Stellung angenommen.

In seiner großen Arbeit über die Italiänischen Eisenkiese giebt Strüver <sup>5)</sup> noch fünf Pentagondodekaëder an,

des Hexaëders hinzutreten. Die Flächen der Pyritoëder erscheinen als Abstumpfungen der Kanten der Zuspitzung des Oktaëders, aber die einen abwechselnden Abstumpfungsfächen sind merklich größer als die andern, und die größern haben neben sich noch schmale Abstumpfungsfächen der Combinationenkanten mit dem Leucitoëder, wahrscheinlich die Flächen des Diploëders ( $a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a$ ); die Flächen des Oktaëders und Hexaëders sind stark glänzend und glatt, die Flächen der beiden Pyritoëder auch glänzend, die schmälern Pyritoëderflächen aber schwach horizontal nach den Combinationenkanten mit dem Hexaëder gestreift; die Flächen des Leucitoëders sind ganz matt durch kleine dreieckige Eindrücke, die durch die Hexaëderflächen hervorgebracht werden, daher die Leucitoëderflächen in der Richtung der Hexaëderflächen schillern. Die Flächen der beiden Pyritoëder sind demnach in ihrem Verhalten doch sehr verschieden.

1) Lehrbuch der Mineralogie Berlin 1828, S. 563, Fig. 45.

2) Leichtfalsche Anfangsgründe der Naturgeschichte des Mineralreichs 1839, Th. 2, S. 512, Fig. 220.

3) *Description d'une collection de Minéraux formés par Heuland*, London 1837, t. 3, p. 134. pl. 68, Fig. 10.

4) Ich werde in dem Folgenden öfter, wie hier geschehen, die abgekürzte Miller'sche Schreibart 123 statt ( $a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a$ ) und 345 statt ( $\frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a$ ) gebrauchen.

5) *Studi della mineralogia italiana, pirite del Piemonte et dell' Elba*, Torino 1869, p. 6.

die in Vergleich mit dem mit ihnen zusammen vorkommenden Pyritoöder in entgegengesetzter Stellung stehen, sowie auch ein Diploöder 234, das wie das von Lévy angeführte und mit ihm gemeinschaftlich vorkommende Diploöder 345, in entgegengesetzter Stellung zu dem Diploöder 123 steht<sup>1)</sup>. Das Pentagondodekaöder 560 zweiter Stellung, das sich auch unter den Pentagondodekaedern Strüvers findet, wird auch von Hessenberg<sup>2)</sup> bei einem Krystalle wahrscheinlich von Traversella, an welchem das Pyritoöder vorherrscht, und Hexaöder, Leucitoöder und das Diploöder 124 untergeordnet hinzutreten, aufgeführt.

Dies sind die sämmtlichen mir bekannten Formen des Eisenkieses, die als in zweiter Stellung vorkommend beschrieben sind. Es sind nur sehr wenige, und diese sind auch nur an einzelnen Krystallen vorgekommen. Strüver hat in den großen Turiner Sammlungen nur neun Krystalle gesehen, an welchen hemiëdrische Formen in zweiter Stellung vorkommen. Indessen ist durch diese Beobachtungen doch ausgemacht, daß solche Formen vorkommen. Man hat sie aber immer nur erkannt, wenn sie mit Formen der anderen Stellung in Combination vorkommen, und hat die herrschenden Formen für Formen erster Stellung, die untergeordnet vorkommenden für Formen zweiter Stellung gehalten. An einem bestimmten Beweise für die Richtigkeit dieser Annahme fehlte es aber ganz. Ob daher die herrschenden hemiëdrischen Formen stets der ersten oder einer und derselben Stellung, die untergeordnet vorkommenden stets der zweiten Stellung angehören, ist noch gar nicht ausgemacht.

Ich hatte mich deshalb schon lange mit diesen Fragen beschäftigt. Da doch das Vorkommen von Formen beider Stellungen beim Eisenkies erwiesen ist, schien es mir wahrscheinlich, daß man auch Mittel finden müßte, die Formen beider Stellungen, auch wo sie nicht miteinander in Com-

1) A. a. O. Fig. 113.

2) Abhandl. der Senkenberg'schen naturforschenden Ges. in Frankfurt a. M. B. 7 N. 9, S. 60.

bination getreten sind, zu erkennen, und wo dieß der Fall ist, auszumachen, welche von diesen erster und welche zweiter Stellung sind. Bei den Krystallen aller übrigen Substanzen, die in hemiëdrischen Formen beider Stellungen vorkommen, unterscheiden sich die der einen Stellung so bestimmt von denen der anderen durch verschiedene Gröfse, Streifung oder Glanz der Flächen, durch verschiedene Combination mit anderen hemiëdrischen Formen, durch Häufigkeit des Vorkommens, pyro-elektrisches Verhalten, sowie durch die regelmässigen Eindrücke, die man durch Aetzung auf den Flächen erhält. Bei dem Boracit z. B. sind die Tetraëder erster Stellung stets glänzender als die zweiter, sie finden sich häufiger, fehlen nie, erscheinen in Combination mit einem Hexakistetraëder, und in ihnen liegen die antilogen elektrischen Pole, dagegen die Tetraëder zweiter Stellung häufig fehlen, in Combination vorkommen mit einem Triakistetraëder, und in ihnen die analogen elektrischen Pole liegen. Die Gröfse der Tetraëder ist verschieden, doch sind gewöhnlich die Flächen des ersten Tetraëders gröfser als die des zweiten<sup>1)</sup>. Beim Quarz sind die Flächen des Hauptrhomboëders gröfser und glänzender als die des Gegenrhomboëders, nach den Combinationskanten mit dem ersteren sind die Rhombenflächen gestreift, unter dem Hauptrhomboëder liegen die Flächen der gewöhnlichen Trapezoëder erster Ordnung, unter dem Gegenrhomboëder keine oder andere, die viel seltener vorkommenden Trapezoëder zweiter Ordnung. Auch die vorkommenden spitzeren Rhomboëder sind unter dem Hauptrhomboëder gewöhnlich andere als unter dem Gegenrhomboëder<sup>2)</sup>. Sehr entscheidend sind ferner, wie Leydolt so schön dargethan hat<sup>3)</sup>, die durch Aetzung mit Flußsäure entstehenden regelmässigen Eindrücke; sie sind linienartig und werden durch Flächen hervorgebracht, die den Flächen des ersten stumpferen

1) Vergl. Abb. d. k. Akad. d. Wiss. zu Berlin von 1844, S. 261.

2) A. a. O. 1843, S. 82.

3) Sitzungsberichte der mathem.-naturw. Kl. d. k. Akad. d. Wiss. von 1855, Bd. 15, S. 59.



Rhomboëders des Gegenrhomboëders parallel gehen, sind daher auf dem Hauptrhomboëder horizontal und parallel den Combinationskanten mit dem ersten sechsseitigen Prisma, auf dem Gegenrhomboëder schief und parallel den Kanten mit dem zweiten sechsseitigen Prisma; eine Verschiedenheit, die die verschiedenen Zwillingskrystalle beim Quarz so leicht und sicher erkennen läßt.

Alle diese Mittel schienen beim Eisenkies nicht auszureichen. Da die Flächen der Pyritoëder von Traversella und von vielen anderen Orten horizontal parallel ihren Grundkanten, die Pyritoëder von Elba, Kongsberg, Copiapo vertical, parallel den Normalen auf den Grundkanten gestreift sind, so schien dies ein einfaches Mittel abzugeben, die Pyritoëder beider Stellungen zu unterscheiden, indem man die horizontal gestreiften für Pyritoëder der einen (ersten) Stellung, die vertikal gestreiften für Pyritoëder der anderen (zweiten) Stellung halten könnte. Aber die Streifung hält nicht aus, die Flächen sind oft vollkommen glatt, oder sie sind theils horizontal, theils vertikal gestreift, und was die Hauptsache ist, die horizontal und vertical gestreiften Pyritoëder finden sich in Traversella und Elba in denselben Combinationen mit den Diploëdern 123 und 124. Die Flächen des Oktaëders sowohl als des Hexaëders sind ferner in Combination mit dem horizontal und vertikal gestreiften Pyritoëder oft parallel ihren Kanten mit dem Pyritoëder gestreift, wie beides bei den Krystallen von Traversella und Elba zu sehen ist. Ueberhaupt zeigte sich die Streifung der Flächen des Eisenkieses im Gegensatz zu der der meisten übrigen Krystalle sehr unbeständig, die Flächen des Oktaëders z. B. kommen nach dem Pyritoëder (Brosso), dem Leucitoëder (Elba) und dem Diploëder 124 (Brosso), die Flächen des Diploëders 123 nach den Flächen des Oktaëders (Elba) oder nach den Flächen des Hexaëders (Brosso) oder stellenweise nach dem einen oder dem anderen gestreift vor. Die Streifung schien so bei dem Eisenkies gar kein Anhalten zu gewähren.

Ebenso unzureichend bewiesen sich die durch Aetzung

erhaltenen Eindrücke. Ich hatte schon vor längerer Zeit dieselben untersucht, die Krystalle wurden in Königswasser ein bis zwei Minuten erhitzt und die geätzten Oberflächen dann unter dem Mikroskop im reflectirten Lichte, oder besser noch, die von ihnen gemachten Hausenblasenabdrücke im durchgehenden Lichte betrachtet. Letztere wurden auf dieselbe Weise dargestellt, wie es Leydolt in seinen Abhandlungen über Quarz und Aragonit vorschreibt. Die auf diese Weise erhaltenen Eindrücke in dem Eisenkies sind oft sehr nett und zierlich, sie sind aber auf den gleichen Flächen aller Eisenkieskrystalle, die ich untersucht habe, dieselben, mögen diese eine Beschaffenheit haben, welche sie wollen, wenigstens habe ich einen wesentlichen Unterschied bei ihnen nicht erkennen können. Auf den Pyritoëderflächen sind die Eindrücke symmetrische Fünfecke (Fig. 3, Taf. I) im Allgemeinen ähnlich denen der Flächen des Pyritoëders selbst, nur verkehrt liegend, indem ihr stumpfer Winkel gegen die Grundkante gerichtet ist. Betrachtet man eine Fläche eines geätzten Pyritoëders bei hellem Kerzenlicht mit der Lupe, so erhält man, wenn das Licht von der Fläche reflectiren läßt, den Schiller der Eindrücke von den fünf umgebenden Pyritoëderflächen, die Eindrücke werden also durch diese Flächen hervorgebracht, doch scheinen mir bei den Eindrücken, wo die Aetzung am besten gelungen war, die der Grundkante anliegenden Kanten parallel zu seyn, wie auch die Fig. 3 sie darstellt. Läßt man das Licht in der Richtung einer Hexaëderfläche reflectiren, so erhält man den Schiller der Eindrücke von den sämtlichen vier Pyritoëderflächen, die die Hexaëderfläche umgeben. Mit einer Oktaëderfläche schillern zugleich die Eindrücke der sämtlichen diese umgebenden Pyritoëderflächen; auch mit den Leucitoëderflächen schillern die Pyritoëderflächen. In den Eindrücken müssen sich also auch Flächen aller der genannten Formen befinden; die parallel den Abstumpfungsfächen der Grundkanten des Pyritoëders sind auch zuweilen recht deutlich.

Auf einer Hexaëderfläche erhält man Eindrücke von

zwei symmetrischen Fünfecken, die mit ihren Grundlinien aneinander stoßen (Fig. 2, Taf. I). Sie werden durch die Pyritoëderflächen hervorgebracht, was man annähernd durch die Messung mit dem Reflexionsgoniometer bestimmen kann. Auf einer Oktaëderfläche erhält man dreieckige Eindrücke, deren Seiten den Kanten des Oktaëders mit dem Pyritoëder parallel gehen und die auch durch die Flächen dieses hervorgebracht werden (Fig. 1, Taf. I). Die Aetzeindrücke werden also außer den Pyritoëderflächen nur durch Flächen holoëdrischer Formen hervorgebracht und sind daher überall gleich, mögen die Flächen, auf denen man sie darstellt, einer Form der einen oder der andern Stellung angehören<sup>1)</sup>.

Im Jahre 1857 machte nun Marbach<sup>2)</sup> die wichtige Entdeckung, daß die verschiedenen Krystalle von Eisenkies und Kobaltglanz nach ihrem thermo-elektrischen Verhalten in zwei Classen zerfallen in der Weise, daß die Krystalle der einen Classe in der thermo-elektrischen Spannungsreihe jenseits des positiven Antimons, die der andern Classe jenseits des negativen Wismuths zu stellen sind, in Folge dessen je zwei Krystalle der verschiedenen Classen untereinander einen stärkern Gegensatz bilden als die Combination Antimon und Wismuth<sup>3)</sup>.

1) Die Aetzeindrücke entstehen auch, wenn die Eisenkieskrystalle in Eisenoxydhydrat umgeändert werden. Nimmt man bei den Krystallen, wo diese Umänderung nur erst an der äußersten Oberfläche stattgefunden hat, das entstandene Eisenoxydhydrat durch Chlorwasserstoffsäure, welche den frischen Eisenkies nicht angreift, weg, so sieht man auf der nun bloßgelegten Oberfläche des Eisenkieses im Allgemeinen ganz dieselben Eindrücke, die in dem frischen Eisenkies durch Aetzung mit Königswasser hervorgebracht werden. Ist die Umänderung in Eisenoxydhydrat schon weiter eingedrungen, so sieht man bei der Auflösung desselben keine regelmäßigen Eindrücke mehr, da nun die ganze bloßgelegte Oberfläche rauh und uneben geworden ist.

2) *Comptes rendus* 1857, t. 45, p. 707.

3) Ich kann nicht unterlassen hier zu bemerken, daß Prof. Hankel mich darauf aufmerksam gemacht hat, daß er schon 13 Jahre früher als Marbach in einer Abhandlung in *Pogg. Ann.* von 1844 Bd. 62, S. 197, in welcher er das thermo-elektrische Verhalten verschiedener Mineralien untersucht, gezeigt hat, daß Kobaltglanz von Tunaberg in Oktaëdern



Marbach gab nicht an, wie die positiven und negativen Krystalle in krystallographischer Hinsicht sich unterscheiden. Er führte nur an, daß er von 58 Krystallen 34 gefunden habe, die sich gegen Kupfer positiv und 20, die sich dagegen negativ verhielten, während 4 andere die sonderbare Eigenschaft hätten, an verschiedenen Punkten ein entgegengesetztes thermo-elektrisches Verhalten zu zeigen. Er versprach in kurzer Zeit in einer ausführlichen Abhandlung in Poggendorff's Annalen das Nähere seiner vielen Versuche anzugeben. Biot legte die Entdeckung der Pariser Akademie vor, auf die Wichtigkeit und das Interesse, welches sie erwecken müßte, aufmerksam machend, indem sie ein neues Beispiel liefere, wie Molecule von derselben chemischen Beschaffenheit sich zu Krystallen derselben Form mit ganz entgegengesetzten physikalischen Eigenschaften zusammenlegen könnten; aber die ausführliche Abhandlung, die Marbach angekündigt hatte, erschien nicht und ist auch bis jetzt noch nicht erschienen.

Von der Ueberzeugung durchdrungen, daß das verschiedene elektrische Verhalten des Eisenkieses mit seiner Krystallform in Zusammenhang stehen müßte, fing ich im Winter 1858 bis 59 selbst an, die Versuche von Marbach zu wiederholen. Ich vereinigte mich mit Prof. Schellbach, der gern meinen Wünschen entgegenkam, mit ihm gemeinschaftlich die Versuche anzustellen. Sie bestätigten vollkommen die Angaben von Marbach, wurden auch eine Zeitlang fortgesetzt, dann aber aufgegeben, da sie zu keinem

krystallisirt gegen Kupfer negativ, in Hexaëdern krystallisirt dagegen positiv, ferner Eisenkies aus Piemont in Combinationen des Hexaëders und Oktaëders krystallisirt gegen Kupfer negativ, dagegen von Elba und Piemont in Pyritoëdern, und in Combinationen des Pyritoëders mit einem Diploëder krystallisirt positiv wäre. Hankel hat also ganz richtig schon beobachtet, daß dieselben Substanzen wie Kobaltglanz und Eisenkies bei verschiedener Krystallform sich ganz verschieden thermo-elektrisch verhalten können; er hebt dies auch am Schlusse seiner Abhandlung hervor, aber er hat dieser wichtigen Beobachtung keine weitere Folge gegeben, und Marbach erwähnt ihrer nicht, scheint demnach also nicht durch sie zu seiner wichtigen Entdeckung geführt worden zu seyn.

Resultate führten, indem sich ergab, daß die auf gleiche Weise gestreiften Hexaëder von Traversella und von Tavistock sich ganz verschieden thermo-elektrisch verhielten, das eine positiv, das andere negativ war, und die horizontal, parallel den Grundkanten gestreiften Pyritoëder von Traversella ebenso wie die senkrecht zur Grundkante gestreiften Pyritoëder von Elba positiv waren.

Darauf beschäftigte sich Friedel<sup>1)</sup> mit derselben Untersuchung; auch er erkannte bei seinen Versuchen die beiden Varietäten des Eisenkieses, doch konnte auch er nicht den mindesten krystallographischen Unterschied zwischen den Eisenkieskrystallen, die die entgegengesetzten thermo-elektrischen Eigenschaften besäßen, auffinden. Indessen beobachtete er, daß die schönen Hexaëder von Traversella in Piemont zuweilen an ihrer Oberfläche unregelmäßig begrenzte Stellen zeigten, die in gleicher Richtung, doch feiner als der übrige Theil der Flächen gestreift wären, und die ihn an die ähnlichen Erscheinungen bei den Zwillingsskrystallen vom Quarz erinnerten. Die feiner gestreiften Stellen zeigten sich immer von einem entgegengesetzten Verhalten, als wie die umgebenden glänzenden, daher er geneigt war, anzunehmen, daß die Existenz der beiden Varietäten des Eisenkieses an die rechts- und links-hemiëdrischen Krystalle gebunden wäre, die krystallographisch gleich und congruent, wenn sie getrennt, sich doch in den Zwillingen durch Verschiedenheiten des Glanzes verriethen. Friedel erkannte also wie Marbach, daß die beiden thermo-elektrischen Varietäten sich in einem Krystalle zusammenfinden; er verfolgte aber die Untersuchung der Eisenkieskrystalle in dieser Richtung nicht weiter, sondern von der Betrachtung ausgehend, daß zwei entgegengesetzte Ecken der gestreiften Eisenkies-Hexaëder nicht congruent wären, suchte er nachzuweisen, daß der Eisenkies pyro-elektrisch wäre, eine Ansicht, die er aber doch später wieder aufgeben hat<sup>2)</sup>.

Im vorigen Jahre erschien nun die große Abhandlung

1) Institut vom 27. Dec. 1860, No. 1408, S. 420.

2) *Ann. d. chim.* (4) 1869, t. 16, p. 14.

von Strüver über die Italiänischen Eisenkiese<sup>1)</sup>. Er beschreibt hier nur die Krystalle von drei Fundorten, von Traversella, Brosso und Elba, und führt doch auf 154 verschiedene Combinationen, die alle mit Genauigkeit gemessen und bestimmt, und mit einer Sorgfalt und Vollkommenheit gezeichnet sind, die bei dieser Fülle wahrhaft bewundernswürdig ist. Er hat dabei die Zahl der bekannten einfachen Formen fast verdoppelt, da von den aufgeführten 54 einfachen Formen 24 neu hinzugekommen sind<sup>2)</sup>.

1) *Studi sulla mineralogia italiana, pirite del Piemonte et dell' Elba, Torino* 1869.

2) Unter den (a. a. O. S. 6) aufgeführten 54 Formen des Eisenkieses befinden sich 2 von Des-Cloiseaux und 3 von Strüver nicht mit Sicherheit angegebene Formen, und unter den 30 bekannten Formen ist ferner das Diploëder 124<sup>r</sup> zweiter Stellung nach Mohs irrtümlich aufgeführt. Mohs führt in der ersten Ausgabe seiner Mineralogie S. 537 diese Form als bei der Varietät von Petorka in Peru, die Haüy beschrieben hat, vorkommend auf, nimmt aber hier die Fläche des Leucitoëders (0 bei Haüy) für die Fläche des Diploëders 124 zweiter Stellung und bezeichnet sie mit  $-\frac{T^{03}}{2}$ , ein Irrthum, der auch in die zweite

Ausgabe von Mohs Mineralogie, die Zippe besorgt hat, Th. 2, S. 511, und daraus in Strüver's Abhandlung übergegangen ist. Der Irrthum von Mohs ist wohl dadurch entstanden, daß Haüy bei der Beschreibung der Varietät von Petorka (*traité de minéralogie*, 2 éd. t. 4, p. 57)

für das Leucitoëder nicht das Zeichen  $\overset{3}{A}=0$ , wie bei Fig. 211, genommen hat, sondern um die Verwandtschaft desselben mit den Diploëdern  $123=f$  und  $124=s$  zu bezeichnen, es als intermediäre Dekrescenz bezeichnet hat, also  $(\overset{1}{A}\overset{1}{B}\overset{0''}{G}) (\overset{1}{A}\overset{1}{B}\overset{f''}{G}) (\overset{1}{A}\overset{1}{B}\overset{s''}{G})$ , welches erste Zei-

chen von Mohs falsch übersetzt ist. Zieht man von den 54 angegebenen einfachen Formen die 5 unsicher bestimmten und die eine irrtümlich angegebene ab, so bleiben beim Eisenkies noch 48 mit Sicherheit bestimmte einfache Formen übrig. (In dem ersten Abdruck dieser Abhandlung in den Monatsberichten der Akademie hatte ich von den 54 von Strüver aufgeführten einfachen Formen auch noch die beiden Pentagondodekaëder 340 und 230 zweiten Stellung abgezogen, die ich in meiner Krystallographie angegeben, deren Vorkommen ich aber nicht selbst beobachtet, und die ich nur aufgenommen hatte, weil die Pentagondodekaëder 340 und 230 erster Stellung vorkommen. Hr. Strüver hatte aber die Güte, mich darauf aufmerksam zu machen, daß beide

Strüver hat sich auch mit dem thermo-elektrischen Verhalten des Eisenkieses beschäftigt, aber nur so weit, um sich von der Richtigkeit der Marbach'schen Versuche zu überzeugen, und war auf eine genauere Untersuchung nicht eingegangen. Das Studium seiner Arbeit war aber Veranlassung, daß ich meine angefangenen Arbeiten des Eisenkieses wieder aufnahm. Das thermo-elektrische Verhalten desselben mußte an einer größeren Zahl von Krystallen bestimmt werden. Dr. Groth bot mir freundlichst seine Hülfe zur Anstellung der Versuche an, und Prof. Magnus verstattete gern, daß wir sie in seinem Laboratorium und mit den Instrumenten des unter seiner Leitung stehenden physikalischen Apparats anstellen konnten<sup>1)</sup>. Die Versuche wurden auf ähnliche Weise gemacht, wie sie Marbach angestellt hatte, und nur in soweit abgeändert, als zwei mit einem Galvanometer in Verbindung gesetzte Kupferdrähte, deren freie Enden etwas abgerundet und von einer metallischen Oberfläche waren, von beiden Seiten je an eine der zu untersuchenden Flächen des Krystalls angelegt und jedesmal einer derselben in einiger Entfernung vom Krystall erwärmt wurde, statt daß Marbach das Ende des Kupferdrahts mit der Gaslampe erwärmt und dann erst an den Krystall angelegt hatte. Durch obiges Verfahren wurden alle secundären Ströme, welche durch das Anlegen selbst hervorgebracht werden konnten, vermieden. Die Stromesrichtung wurde an einem gewöhnlichen Spiegelgalvanometer mit Scala und Fernrohr abgelesen. Diese empfindliche Methode war nothwendig, weil manche Krystalle ihrer schlechten Leitungsfähigkeit halber nur schwache Ströme gaben.

Pentagondodekaëder nach der Herausgabe meiner Krystallographie das eine von Des-Cloizeaux, das andere von Strüver wirklich beobachtet wären, daher nun die obige Zahl als die der wirklich beobachteten Formen aufzuführen ist.)

- 1) Leider hat Magnus die Beendigung dieser Versuche, an die er so vielen Antheil nahm, nicht mehr erleben können.

Wir haben auf diese Weise 179 Krystalle <sup>1)</sup> untersucht; viele derselben wurden zu wiederholten Malen, und wenn sie sich als Zwillingskrystalle herausstellen, an sehr verschiedenen Stellen untersucht, so dafs wir eine sehr grofse Zahl von Versuchen gemacht haben, deren Anstellung sich Dr. Groth mit grofsem wissenschaftlichen Eifer und Geschick unterzog, was hier auch öffentlich anzuerkennen ich nicht unterlassen kann. Die Krystalle zu diesen Versuchen wurden gröfstentheils aus der reichen Sammlung des Berliner mineralogischen Museums genommen, doch konnte ich durch die Gefälligkeit der Hrn. Hauchecorne und Eck, Ewald und Tamnau auch Krystalle aus der hiesigen Bergakademie sowie hiesiger Privatsammlungen benutzen. Die Hrn. Weisbach und Stelzner sandten mir die oben erwähnte Eisenkiesdruse aus der Wernerschen Sammlung, Prof. vom Rath sandte mir einen schönen grofsen Zwillingskrystall mit durcheinander gewachsenen Individuen von Elba aus der Bonner Sammlung, Prof. Römer einen grofsen Krystall von Waldenstein, Dr. Hessenberg den oben S. 4 erwähnten Krystall von Traversella. Von ganz besonderem Werthe waren mir aber die schönen Krystalle, die ich durch die Güte der Hrn. Sismonda und Strüver auf meine Bitte aus den öffentlichen Turiner Sammlungen erhielt und auf die ich durch die Strüver'sche Abhandlung aufmerksam gemacht war <sup>2)</sup>, was ich alles nur mit grofsem Danke anerkenne <sup>3)</sup>.

Aus den angestellten Untersuchungen hat sich nun das unzweifelhafte Resultat ergeben, *dafs sich die Krystalle des Eisenkieses und des Kobaltglanzes in Krystalle erster und*

- 1) Unter diesen befinden sich 71 positive und 62 negative Krystalle und 46 Zwillingskrystalle mit positiven und negativen Individuen.
- 2) Es waren 5 Stufen mit den in den Fig 110, 111, 128, 144 und 177 der Strüver'schen Abhandlung abgebildeten Krystallen.
- 3) Nach dem Druck dieser Abhandlung in den Monatsberichten der Akademie habe ich noch 9 vortreffliche Krystalle benutzt, die mir auf einer Reise nach Bonn Hr. Dr. Krantz aus seiner ausgezeichneten Privatsammlung auswählen und zur Untersuchung mit nach Berlin nehmen zu dürfen, gern erlaubte.

*zweiter Stellung bestimmt unterscheiden lassen, von denen die einen positiv, die anderen negativ sind, daß das thermo-elektrische Verhalten des Eisenkieses und Kobaltglanzes also im genauen Zusammenhange mit der Hemiëdrie der Krystalle steht. Ich werde in dem Folgenden die positiven Krystalle als Krystalle erster Stellung, die negativen als Krystalle zweiter Stellung betrachten, werde aber jetzt nur eine Uebersicht der einfachen Formen, die ich unter den untersuchten positiven und negativen Krystallen beobachtet habe, folgen lassen, und nur im Allgemeinen Einiges über die Beschaffenheit der Flächen der einfachen Formen, die Häufigkeit des Vorkommens derselben und die beobachteten Zwillingskrystalle angeben, die genauere Beschreibung der untersuchten einfachen und Zwillingskrystalle mir für eine spätere Zeit versparend.*



## Beobachtete einfache Formen beim Eisenkies.

Name der Form	Bezeichnung nach		auf den Fig.	positive Formen	negative Formen
	Weils	Müller			
1. Hexaëder	$(a : \infty a : \infty a)$	100	$a$	selbständig und in Comb.	selbständig und in Comb.
2. Octaëder	$(a : a : a)$	111	$o$	selbständig und in Comb.	in Comb.
3. Dodekaëder	$(a : a : \infty a)$	110	$d$	selbständig und in Comb.	in Comb.
4. Icositetaëder	$(a : a : \frac{1}{2}a)$	113			in Comb.
5. „	$(a : a : \frac{2}{3}a)$	225			in Comb. zuw. herrschend
6. „	$(a : a : \frac{1}{3}a)$	112		in Comb.	in Comb.
7. Triakontaëder	$(a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a)$	133		in Comb.	in Comb.
8. „	$(a : \frac{1}{3}a : \frac{1}{3}a)$	122			in Comb.
9. „	$(a : \frac{1}{4}a : \frac{1}{4}a)$	233			in Comb.
10. „	$(a : \frac{1}{5}a : \frac{1}{5}a)$	130			in Comb.
11. Pentagondodekaëder	$(a : a : \infty a)$	120	$\frac{1}{2}d$	selbständig in Comb.	selbständig und in Comb.
12. „	$(a : a : \infty a)$	350			in Comb.
13. „	$(a : a : \infty a)$	230			in Comb.
14. „	$(a : a : \infty a)$	340		in Comb.	in Comb.
15. „	$(a : a : \infty a)$	450		in Comb.	in Comb.
16. „	$(a : a : \infty a)$	560			in Comb.
17. „	$(a : \frac{1}{2}a : \infty a)$	670			in Comb.
18. Diploëder	$(a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a)$	123	$a$	selbständig und in Comb.	in Comb.
19. „	$(a : \frac{1}{3}a : \frac{1}{3}a)$	124	$a$	selbständig und in Comb.	in Comb.
20. „	$(\frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a)$	235			in Comb.
21. „	$(a : \frac{1}{4}a : \frac{1}{4}a)$	16 10			in Comb.

Häufigkeit und gegenseitige Größe der verschiedenen einfachen Formen.

Hexaëder sowohl selbstständig als in Combinationen kommen im Allgemeinen häufiger bei den positiven als negativen Krystallen vor; dagegen umgekehrt sich Oktaëder viel häufiger bei negativen Krystallen finden. Das Dodekaëder habe ich nur einmal selbstständig, und auch dann nur in kleinen Krystallen, die positive sind, beobachtet<sup>1)</sup>. Von Iksitetraëdern ist eigentlich nur das Leucitoëder zu erwähnen, die stumpferen sind nur sehr selten und bei negativen Krystallen vorgekommen. Auch das Leucitoëder findet sich vorzugsweise bei negativen Krystallen und kommt in den Combinationen herrschend nur bei diesen vor. Die Triakisoktaëder sind immer nur klein und untergeordnet beobachtet. Unter den Pentagondodekaëdern ist das Pyritoëder das häufigste, und allein selbstständig vorgekommen; es ist die eigentliche charakteristische Form des Eisenkieses, und gleich häufig bei den positiven wie bei den negativen Krystallen. Stumpfer und schärfer Pentagondodekaëder kommen nur untergeordnet und fast nur an den herrschenden Pyritoëdern vor; stumpfer sind selten, die schärferen häufiger, und beide vorzugsweise an negativen Krystallen vorgekommen, so daß man solche schon an dem Vorkommen dieser Flächen vermuthen kann. Von den Diploëdern kommen besonders zwei vor, die Diploëder 123 und 124; ersteres ist besonders charakteristisch für die positiven, letzteres für die negativen Krystalle, und da nach Strüver unter den Italienischen Eisenkiesen ersteres vorzugsweise in Traversella, letzteres in Brozzo vorkommt, so scheint doch auch die Beschaffenheit der Lagerstätte einen Einfluss auf die thermo-elektrische Beschaffenheit der sich auf ihr bildenden Eisenkiese gehabt zu haben.

Unter den selteneren Diploëdern ist mir besonders das

1) Aus der Wälderkohle von Böhlhorst bei Minden. Hr. Dr. Krantz hatte die Freundlichkeit, mir einige dieser selten vorkommenden Krystalle zu verehren. Quenstedt erwähnt ihrer auch in seinem Handbuche der Mineralogie S. 662.



Diploëder 1610 vorgekommen. Ich hatte es schon bei meinen ersten Untersuchungen des Eisenkieses beobachtet an einem schönen großen flächenreichen Krystall aus Piemont, später beobachtete ich es an Krystallen von Lichtfeld in Siegen, Schemnitz, Cornwall, Mexico und Dognatzka; es ist stets negativ gefunden.

Beschaffenheit der Flächen der verschiedenen einfachen Formen.

Die Beschaffenheit der Flächen bleibt sich nicht überall gleich, und fällt in den verschiedenen Combinationen oft verschieden aus, doch kann man darüber im Allgemeinen Folgendes festsetzen. Die Flächen des positiven Hexaëders sind vorzugsweise und häufig gestreift parallel den stumpferen Combinationenkanten mit dem ersten Pyritoëder (Traversella). Die Flächen des negativen Hexaëders sind auch wohl auf eine ähnliche Weise parallel den Combinationenkanten mit dem zweiten Pyritoëder gestreift, doch feiner (Tavistock), nicht selten aber ganz glatt und stark glänzend, (Traversella). In den positiven Combinationen des Hexaëders mit dem Pyritoëder und Diploëder 123 ist die Hexaëderfläche oft parallel den Kanten mit diesen beiden Formen gestreift (Elba, Traversella)<sup>1)</sup>, und ebenso in den positiven Combinationen des Hexaëders mit dem Pyritoëder und dem Diploëder 124 (Rodna).

Zuweilen finden sich auf den Hexaëderflächen kleine quadratische Eindrücke; bei den positiven Krystallen gehen ihre Seiten parallel den Kanten mit dem Dodekaëder (Fig. 6) und werden wahrscheinlich auch durch die Flächen des Dodekaëders hervorgebracht<sup>2)</sup>. Sie finden sich auf Krystallen von Elba, wo sie indessen nur klein, fast mikroskopisch sind. Bei den negativen Krystallen gehen sie parallel den Kanten mit dem Oktaëder, und werden auch durch die Flächen des Oktaëders hervorgebracht (Fig. 7 Taf. I). Sie

1) vgl. Strüver's Fig. 176.

2) Es wäre möglich, daß diese Eindrücke nicht durch die Dodekaëderflächen, sondern durch die Pyritoëderflächen hervorgebracht werden, in welchem Fall sie denn nicht quadratisch, sondern rectangular wären.

sind, wo sie sich finden, gröfser als die vorigen, oft sehr bedeutend grofs, wie bei Krystallen von Traversella<sup>1)</sup>.

Die Streifung auf den Flächen des positiven Oktaëders geht parallel den Combinationskanten desselben mit dem Pyritoëder, ist also parallel den Seiten eines gleichseitigen Dreiecks, dessen Seiten rechtwinklig auf den Kanten des Oktaëders stehen (Fig. 12 Taf. I); sie ist indessen nur selten zu sehen; wo die Flächen herrschend auftreten, sind sie gewöhnlich uneben und matt.

Bei den negativen Krystallen, bei denen die Flächen des Oktaëders viel häufiger herrschend auftreten, findet auf denselben eine dreifache Streifung statt; am häufigsten parallel den Kanten mit dem negativen Pyritoëder (Fig. 13), dann mit dem Diploëder 124 (Fig. 14 und in Strüver's Fig. 188) und endlich mit den Kanten des Leucitoëders oder Hexaëders (Fig. 15). Die erste steht wieder rechtwinklig auf den Kanten des Oktaëders, die zweite etwas schiefwinklig darauf, die dritte rechtwinklig auf den Combinationskanten des Pyritoëders und Oktaëders. Die erste findet sich da, wo das Oktaëder herrscht, wie bei den Krystallen von Brosso und Chile, und ist hier durch die Flächen des Pyritoëders hervorgebracht; die zweite kommt ebenfalls bei Krystallen mit vorherrschenden Oktaëderflächen von Brosso vor, und ist hier durch das Diploëder 124 hervorgebracht; die dritte findet sich bei Krystallen mit vorherrschenden Pyritoëderflächen von Elba, wo sie durch die Flächen des Leucitoëders hervorgebracht ist<sup>2)</sup>, wie bei Krystallen mit vorherrschenden Oktaëderflächen von Brosso, wo sie durch

1) vgl. Strüver's Fig. 174.

2) Diese Streifung, die auch Quenstedt in seiner Mineralogie angiebt (S. 662), ist von Strüver nicht beobachtet worden (a. a. O. S. 35). Die Krystalle von Elba, an denen sich diese Streifung findet, sehen aus wie die, welche Strüver in Fig. 72 seiner Abhandlung gezeichnet hat, und wenn bei den Krystallen, die ich beobachtete, die Leucitoëderflächen gewöhnlich viel kleiner sind als die des Diploëders 124, und zuweilen ganz fortfallen, so dafs die Krystalle aussehen wie Fig. 186, so kann man doch, wo sie erscheinen, deutlich sehen, dafs die Streifung auf den Oktaëderflächen parallel den Kanten mit ihnen geht; auch stehen die Seiten

Die Flächen des Hexaëders entsteht; zuweilen ist sie mit der ersten verbunden, wie bei Krystallen aus Grönland.

Charakteristischer als die Streifung sind für die Flächen des positiven Oktaëders kleine dreieckige Eindrücke, die in der Richtung der Hexaëderflächen schillern, und durch diese hervorgebracht werden, deren Seiten also parallel mit den Kanten des Oktaëders gehen (Traversella, Elba)<sup>1)</sup>. Dergleichen dreieckige Eindrücke finden sich auch auf den Flächen des negativen Oktaëders, sie schillern aber in der Richtung der benachbarten Oktaëderflächen und werden auch durch diese hervorgebracht; ihre Seiten gehen auch noch den Kanten mit dem Oktaëder parallel, doch haben sie eine umgekehrte Lage wie die vorigen (Elba, Brosso, Immenkippel bei Bendorf)<sup>2)</sup>. Streifung und Eindrücke finden sich gewöhnlich zu gleicher Zeit; bei einem merkwürdigen Krystall der Turiner Sammlung, den Strüver beschrieben und in den Fig. 177 und 157 gezeichnet hat, sind aber diese Eindrücke ganz nach den Stellen der Oktaëderfläche gedrängt, wo sich keine Pyritoëderflächen finden und die Pyritoëderflächen erster Stellung liegen würden, wenn sie da wären<sup>3)</sup>.

der Streifung rechtwinklig auf den Combinationskanten mit dem Pyritoëder. Bei den Zwillingskrystallen mit durcheinander gewachsenen Individuen erscheint diese Streifung auf den gleichliegenden Oktaëderflächen beider Individuen parallel (Fig. 15 Taf. I). Bei den Zwillingskrystallen der positiven Pyritoëder ist die Lage der dreieckigen Eindrücke in beiden Krystallen eine parallele. (Fig. 16).

1) vgl. Fig. 4 und 10 und Strüver's Fig. 176.

2) vgl. Fig. 5 und Strüver's Fig. 177.

3) Strüver schließt aus dieser Vertheilung der Eindrücke auf der Oktaëderfläche, daß der Krystall vielleicht ein Zwilling seyn könnte; dieß ist jedoch nicht der Fall. Der Krystall befand sich unter denen, die Hr. Strüver die Güte hatte, mir zur Ansicht zu schicken, ich untersuchte ihn mit Dr. Groth sehr sorgsam, und wir konnten uns überzeugen, daß er sich in thermo-elektrischer Hinsicht vollkommen wie ein einfacher negativer Krystall verhielt. Auch sieht man die Streifen, die den Kanten mit dem Pyritoëder parallel gehen, wenn man sie unter dem Mikroskop betrachtet, zum Theil in gleicher Richtung in die Stellen fortsetzen, in welchen die dreieckigen Eindrücke enthalten sind; die Streifung erscheint nur nicht so regelmässig, wie sie gezeichnet ist,

Die Flächen des positiven Dodekaëders sind glatt und glänzend (Cornwall, Zwilling) oder ziemlich glatt (Bollhörn bei Pr. Minden); die Flächen des negativen Dodekaëders sind glänzend und nach der kurzen Diagonale gestreift (Chile, Immenkippel bei Bensdorf), oder matt und nach der langen Diagonale gestreift (Cornwall, Zwilling, Lobenstein, Jonswand in Lappland)<sup>1)</sup>.

Die Flächen des positiven Leucitoëders sind meistens glänzend; die des negativen sind bei Krystallen von Erbach parallel mit den Kanten des Hexaëders fein gestreift; bei den oben (S. 2) erwähnten Krystallen aus der Wernerschen Sammlung, von denen es zweifelhaft ist, ob sie positiv oder negativ sind, erscheinen die Flächen durch dreieckige Eindrücke, welche von den Hexaëderflächen hervorgebracht werden, ganz matt. Dieselben Eindrücke finden sich auch bei den negativen Krystallen von Kongsberg, bei denen die glänzenden und glatten Leucitoëderflächen untergeordnet an dem herrschenden Pyritoëder vorkommen.

Die Flächen des positiven Pyritoëders sind, wo es selbstständig oder herrschend vorkommt, vorzugsweise horizontal parallel den Kanten mit dem Hexaëder gestreift; sehr häufig wechseln beide Flächen in treppenartigen Absätzen. Zuweilen kommt neben der horizontalen eine senkrechte vor, die wie bei den stark glänzenden Krystallen von Zacatecas in Mexico, durch die Flächen des Diploëders 124 hervorgebracht wird. Die Pyritoëderflächen scheinen wie mit niedrigen rectangulären Streifen bedeckt, deren Randflächen durch die Hexaëder- und die Diploëderflächen gebildet werden, und die von verschiedener Breite und auf den Pyritoëderflächen bald nur einzeln, bald in großer Menge er-

und findet auch nicht blos parallel den Kanten mit dem Pyritoëder, sondern auch mit den Kanten des Hexaëders statt.

- 1) Die Krystalle von Lobenstein sind Combinationen des vorherrschenden Pyritoëders mit dem Dodekaëder und Oктаëder. Lässt man bei diesen die Oктаëderflächen spiegeln, so schillern die umgebenden Dodekaëderflächen durch die feine Streifung sammetartig. Sie kommen auf Eisenspath aufgewachsen vor,

seinen<sup>1)</sup>. Bei positiven Krystallen von Elba, wo das Pyritoöder noch in Verbindung mit dem Oktaöder und dem Diploöder 123 vorkommt, erscheinen die ganzen Pyritoöderflächen senkrecht zur Grundkante gestreift; wenn man die Streifung aber genau betrachtet, so sieht man, daß sie auf ganz ähnliche Weise hervorgebracht wird, wie bei den Krystallen von Zacatecas, nur daß hier die Streifen viel feiner und schmaler, und nicht so unterbrochen sind.

Die Flächen des negativen Pyritoöders sind vorzugsweise senkrecht zur Grundkante gestreift. Die Streifung rührt hier von den Flächen der Diploöder 124 oder des Leucitoöders, zuweilen von den Flächen beider gemeinschaftlich her; dieß sieht man sehr deutlich bei den Krystallen von Elba, wo das Pyritoöder vorherrscht, und Oktaöder, Diploöder und Leucitoöder nur untergeordnet hinzutreten; ebenso bei Krystallen aus Copiapo, wo das Hexaöder mehr vorherrscht. Die Streifung ist sehr geradlinig und unterscheidet sich sehr bestimmt von der durch das Diploöder 124 hervorgebrachten vertikalen Streifung, die bei den positiven Elbaer Eisenkieskrystallen vorkommt.

Außer den Streifen finden sich noch, sowohl bei den positiven wie negativen Krystallen dreieckige oder trapezoidale Eindrücke (Fig. 8, Taf. I), die in der Richtung der Hexaöder- und der Oktaöderflächen schillern, und daher auch durch diese hervorgebracht werden; ihre Seiten gehen also auch den Kanten mit dem Hexaöder und Oktaöder parallel, und die Eindrücke sind dieselben bei den positiven wie bei den negativen Krystallen. Sie sind oft nur klein und von einander getrennt, wie bei den positiven Pyritoödern von der Himmelfahrt bei Freiberg und bei den großen schönen Cubo-Oktaödern von Traversella, an denen die Pyritoöderflächen nur untergeordnet erscheinen; in andern Fällen sind sie größer, wie bei den großen Krystallen von Elba, bei denen die Pyritoöderflächen vorherrschen, in deren Mitte sie

1) Fig. 9 stellt eine solche Pyritoöderfläche nur einhalbmals vergrößert dar; die Hexaöder- und Diploöderflächen sind bei den Streifen als sehr schmal, nur als Linien gezeichnet.



dann so zusammengehäuft sind, daß diese Stellen dadurch ganz drusig erscheinen. Sie kommen so bei den zart vertical gestreiften positiven Krystallen vor, wo die Eindrücke aufser den Oktaëderflächen noch durch die Diploëderflächen 123 gebildet werden, und die Krystalle sich dadurch schon als positive kenntlich machen; als auch bei den stark vertical gestreiften negativen Krystallen, bei denen die Diploëderflächen fehlen.

Die schärferen Pentagondodekaëder, die größtentheils negativ sind, erscheinen selten recht glatt und glänzend, sie sind meistens horizontal gestreift, und dann auch ebenso das negative Pyritoëder, zu dem sie gewöhnlich untergeordnet hinzutreten.

Das Diploëder 123, das sich vorzugsweise bei den positiven, seltener bei den negativen Krystallen findet, ist positiv gewöhnlich stark glänzend und glatt oder nach den Combinationsecken mit dem Hexaëder in die Quere gestreift. Bei Krystallen von Elba ist es oft voller dreieckiger Eindrücke (Fig. 16), die durch die Flächen des Hexaëders hervorgebracht werden, wodurch es an Glanz verliert. Das negative Diploëder 123 ist matt und rauh, oder nach den Kanten mit dem Oktaëder in die Länge gestreift und etwas glänzend. Bei Krystallen von Elba, welche Combinationen des Pyritoëders und Oktaëders mit dem Diploëder sind, sieht man Quer- und Längsstreifung auf einer und derselben Diploëderfläche, oder eine nur stellenweise Längsstreifung auf der sonst glatten Fläche, was auch Strüver angiebt, und in seinen Fig. 182 und 156 abgebildet hat. Sehr wahrscheinlich rührt diese doppelte Streifung von einer Zwillingungsverwachsung her, wie später angegeben wird.

Das Diploëder 124 kommt am häufigsten bei negativen Krystallen von Brosso vor, bei denen das Oktaëder herrscht und Diploëder und Hexaëder untergeordnet hinzutreten; es ist dann in der Regel glänzend, und erscheint auch so bei einem losen Krystalle von Rodna in Siebenbürgen, wo es vorherrscht und öfter durch die Flächen des Hexaëders unterbrochen wird. Dieselbe Combination kommt aber hier

auch bei positiven Krystallen dieses Fundorts vor; die Krystalle sitzen bei mehreren Stücken des mineralogischen Museums auf schön krystallisirter Blende; das Diploëder ist matt, und nur in der Richtung des Hexaëders glänzend, nach welchem es fein gestreift ist, Hexaëder und Pyritoëder erscheinen stark glänzend. Indessen kommt das negative Diploëder 124 bei den Krystallen von Traversella auch matt und drusig vor, und erscheint hier mit den ebenfalls matten, rauhen Flächen des negativen Diploëders 123. Bei den negativen Krystallen von Kongsberg, bei denen das Diploëder 124 untergeordnet mit dem Leucitoëder bei herrschendem Pyritoëder vorkommt, enthält das Diploëder dreieckige Eindrücke, die durch die Flächen des Hexaëders hervorgebracht werden.

Das Diploëder 1610, welches ich nur bei negativen Krystallen beobachtet habe, erscheint, wo es auch vorkommt, stets sehr glatt und glänzend, so daß es sich zu den schärfsten Messungen eignet.

#### Zwillingskrystalle.

Regelmäßige Verwachsungen zweier Krystalle zu Zwillingskrystallen kommen bei dem Eisenkies sehr häufig vor und viel häufiger, als man bis jetzt angenommen hat, da man einen großen Theil derselben bisher ganz verkannt und nur die deutlichen, mit durcheinander gewachsenen Individuen für solche genommen hat. Die Zwillingskrystalle, welche beim Eisenkiese vorkommen, sind aber zweierlei Art; die beiden Krystalle, die untereinander regelmäßig verwachsen vorkommen, sind entweder thermo-elektrisch einerlei Art oder sie sind verschieden. Beide zerfallen wieder in zwei Abtheilungen; bei den ersten sind die verwachsenen Krystalle entweder beide positiv oder beide negativ, und der eine erscheint gegen den anderen um eine der drei rechtwinkligen Axen um  $90^\circ$  gedreht; bei den letzteren, bei denen der eine Krystall positiv, der andere negativ ist, stehen beide gegeneinander in Zwillingsstellung oder sie haben ihre parallele Stellung behalten.

1. Zwillingsskrystalle, bei welchen beide Individuen thermo-elektrisch einerlei Art sind.

Diese sind die bekannten zuerst von Weiss<sup>1)</sup> beschriebenen Zwillingsskrystalle des Eisenkieses. Wenn man einen solchen Zwillingsskrystall parallel einer Hexaëderfläche mit einem scharfen Meißel spaltet, so kann man auf der Bruchfläche von einer Gränze zwischen den beiden Individuen in der Regel nichts sehen. Läßt man die Bruchfläche poliren, so zeigen die beiden Individuen öfter wohl etwas Verschiedenheit im Glanze, so daß man die Gränzen schon erkennen kann; ganz vortrefflich sieht man sie aber, wenn man die Bruchfläche ätzt; es entstehen nun die oben S. 7 beschriebenen Eindrücke parallel den Pyritoëderflächen, die in jedem Individuum verschieden liegen. Die Bruchfläche jedes Individuums glänzt nun in der Richtung ihrer Pyritoëderflächen, während die andere ganz matt ist, die nun ihrerseits glänzt, während die erste matt erscheint, wenn man die geätzte Fläche um die Zwillingssaxe um 90° dreht. Die Gränzen zwischen beiden Individuen gehen unregelmäßig, nie genau durch die Diagonalen der Hexaëderfläche, sind aber sonst ganz geradlinicht.

a) *Positive Zwillingsskrystalle* der Art wurden von vier Fundorten untersucht: von Elba, vom Dörrrel bei Pr. Oldendorf in Hanover, von Leiva in Columbien und einem anderen Vorkommen von Elba.

Die Krystalle von Elba sind von 3 bis 4 Linien Größe und auf einer derben Eisenkiesmasse aufgewachsen. Sie sind sämtlich vorherrschend Pyritoëder, die Grundkanten nur schwach abgestumpft durch die Hexaëderflächen; die Krystalle sind durcheinander gewachsen, die Hexaëderflächen der beiden Krystalle kreuzen sich also rechtwinklig und fallen in eine Ebene. Die Flächen der Pyritoëder sind horizontal gestreift.

Bei dem Eisenkies vom Dörrrel sind bei einer Stufe des mineralogischen Museums die Krystalle nur ein wenig klei-

1) Der Gesellsch. naturforschender Freunde zu Berlin. Magazin Bd. III, S. 24. 1818.



ner und auf schön krystallisirtem Eisenspath aufgewachsen<sup>1)</sup>; sie sind eine Combination des Pyritoëders mit dem schärferen Pentagondodekaëder ( $a : \frac{3}{4}a : a$ ), zu welcher noch die Flächen des Hexaëders und Oktaëders untergeordnet hinzutreten. Die Flächen des schärferen Pentagondodekaëders sind glatt, die des Pyritoëders schwach horizontal gestreift, alle Flächen sehr glänzend.

Von den Krystalle von Leiwa besitzt das mineralogische Museum drei; sie sind reine Pyritoëder, etwas größer als die vorigen von etwa 6 bis 8 Linien im Durchmesser, horizontal gestreift und auf der Oberfläche im Eisenoxydhydrat umgeändert. Bei einem derselben hatte ich zwei sich rechtwinklich schneidende Hexaëderflächen anschleifen lassen; man sah dabei, daß er einen Kern hatte, der mit einer Schale späteren Absatzes gleichmäßig bedeckt war, so aber, daß man die Gränze zwischen Schale und Kern auf den Schliffflächen deutlich erkennen konnte, Schale und Kern zeigten sich beide positiv.

Die zweite Varietät der Zwillingskrystalle von Elba sind Combinationen des Diploëders 123 mit dem Pyritoëder, Hexaëder und Oktaëder, wie sie Fig. 36 in Strüver's Abhandlung darstellt. Die Hexaëder- und Pyritoëderflächen sind parallel ihren Combinationskanten zart gestreift, die Oktaëderflächen glatt, alle Flächen stark glänzend. Die Diploëderflächen sind voller kleiner Eindrücke, wie sie S. 22 beschrieben, oft aber gestreift und zuweilen fast gefurcht, in der Richtung der Combinationskanten mit den Pyritoëder- und Octaëderflächen. Die Streifung nach den Oktaëderflächen wechselt mit der parallel den Pyritoëderflächen ab, und der zwischen den Oktaëder und Pyritoëderflächen liegende Theil der Diploëderfläche ist parallel den Combinationskanten mit dem Hexaëder gestreift, und enthält auch die oben beschriebenen dreieckigen Eindrücke, die sich auch zum Theil auf den Oktaëderflächen finden; eine merk-

1) Das mineralog. Museum verdankt diese Stufe Hrn. Dr. Lasard, der auch das Vorkommen beschrieben hat (Zeitschrift d. d. geol. Ges. von 1867 Bd. 19 S. 16).

würdige Beschaffenheit, die vielleicht durch abwechselnde positive und negative Lagen zu erklären ist. Die Mineraliensammlung der Bonner Universität besitzt einen über zollgroßen prachtvollen Zwilling, bei dem die beiden Krystalle vollständig und sehr symmetrisch durcheinander gewachsen sind; er wurde mir durch freundliche Vermittelung des Prof. vom Rath zur Untersuchung geschickt; das Berl. mineral. Mus. besitzt mehrere kleinere Krystalle der Art, die aber einfach sind, und nur einen bei dem zwei Individuen durcheinander gewachsen sind, doch nicht so vollkommen und regelmässig als bei dem Bonner Krystall. Die Krystalle sind auf dünn tafelförmigen, mit den Rändern aufsitzenden Eisenglanz aufgewachsen, deren Eindrücke die losen Krystalle des Eisenkieses enthalten. Kleine tafelfartige Krystalle von Eisenglanz finden sich auch in dem Eisenkiese eingeschlossen.

b) *Zwillingskrystalle, bei denen die beiden Individuen negativ sind.* Von diesen sind Eisenkieskrystalle von vier Fundorten untersucht: von Elba, Vlotho bei Pr. Minden, Plüsch in Tyrol und Eisenerz in Steiermark.

Von Elba ein über 2 Zoll grosser Zwilling, hauptsächlich aus einem Pyritoöder bestehend, aus dem das andere Individuum in einzelnen Theilen herausragt; nur sehr untergeordnet treten Hexaöder, Oktaöder und Leucitoöder hinzu. Die Flächen des Pyritoöders sind sehr stark und geradlinicht parallel den Kanten mit dem Leucitoöder, die Flächen des Oktaöders auch parallel den Kanten mit dem Leucitoöder, nur schwächer gestreift. Beide Streifungen rühren von dem Leucitoöder her (Fig. 15 Taf. I).

Die Krystalle von Vlotho kommen in grosser Menge in Keupermergel eingeschlossen vor; sie sind nur einige Linien gross, grösstentheils einfache Pyritoöder und zu Zwillingen oft, aber sehr regelmässig durcheinandergewachsen. Sie sind so wie man sie in den Sammlungen sieht, gewöhnlich mehr oder weniger vollständig in Göthit umgeändert; zuweilen nur auf der äussersten Oberfläche; solche sind zur Untersuchung genommen, nachdem sie zuvor durch heisse Chlor-

wasserstoffsäure von ihrer bedeckenden braunen Haut befreit waren.

Die Krystalle von Eisenerz in Steiermark in dem Berliner Museum sind kleiner als die von Vlotho, ganz frisch. Sie sind lose, vielleicht sind sie aber früher in Eisenspath eingewachsen gewesen, denn sie zeigen aufser dem Pyritoöder noch die Flächen eines schärferen Pentagondodekaëders 340, was bei Eisenkieskrystallen, die in Eisenspath vorkommen, öfter der Fall ist, z. B. in Lobenstein. Die Flächen sind nicht besonders glänzend, aber nicht gestreift.

Von Pfitsch besitzt das Berliner Museum nur einen vier Linien grossen Krystall, zwei durcheinander gewachsene Pyritoöder. Die Flächen sind etwas uneben, doch deutlich vertikal gestreift; aufser den Flächen des Pyritoöders kommen noch untergeordnet die des Oktaëders vor, von denen hier besonders an einer Ecke zwei den verschiedenen Individuen angehörige Flächen sehr schön sternförmig durcheinander gewachsen sind.

2. Zwillingsskrystalle, bei welchen das eine Individuum positiv, das andere negativ ist.

a) *Beide Individuen in Zwillingstellung.* Es sind dies die Zwillingsskrystalle, die erst durch die Untersuchung ihres thermoelektrischen Verhaltens erkannt worden sind. Die Flächen des einen Krystalls kommen hierbei vollständig in die Lage des anderen, und der Zwilling erscheint hier wie ein einfacher Krystall, wenn man nicht auf die Beschaffenheit der Flächen achtet. Die Krystalle des Zwillings sind aneinander gewachsen oder durcheinander gewachsen; gewöhnlich ganz unregelmässig und Theile des einen durch den anderen oft vollständig getrennt. Die Flächen des Zwillings erscheinen dann, wenn die Flächen des positiven und negativen Krystalls in ihrer Beschaffenheit sehr verschieden sind, wie gefleckt. Man findet diese Art der Zwillinge sehr ausgezeichnet bei den Italiänischen Eisenkiesen von Traversella, Brosso und Elba <sup>1)</sup>.

- 1) Leider bin ich bei den Italiänischen Eisenkiesen des Berl. min. Mu-

Von Brosso wurden 8 Krystalle untersucht, die vorherrschend Combinationen des Hexaëders und Oktaëders sind, und an denen untergeordnet die Flächen des Pyritoëders und des Diploëders 123 erscheinen. Die gleichnamigen Flächen sind sehr unregelmässig ausgedehnt, und Pyritoëder und Diploëder treten auch ganz unregelmässig hinzu <sup>1)</sup>. Die Krystalle sind von dem Ansehen wie die, welche Strüver in den Fig. 166, 167 und 169 darstellt. Die Flächen des Hexaëders gehören grösstentheils dem negativen Krystalle an, sie sind glatt und glänzend oder haben die oben S. 17 angegebene schwache Streifung nach den Seiten eines langgezogenen Sechsecks wie die positiven Krystalle. Stellenweise sind sie aber öfter stark gestreift, die Streifen ganz unregelmässig begrenzt, und diese so stark gestreiften Stellen gehören dem positiven Krystalle an. Die Oktaëderflächen gehören theils dem negativen, theils dem positiven Krystalle an. Die negativen Flächen sind in der Regel ganz glatt, die positiven aber gestreift nach den Flächen des positiven Diploëders 123, und ausserdem mit den kleinen oben S. 19 beschriebenen dreieckigen Eindrücken versehen, die durch die Flächen des Hexaëders hervorgebracht werden. Die Pyritoëderflächen sind matt und mit den oben S. 21 beschriebenen kleinen dreieckigen oder trapezoidalen Eindrücken versehen, die durch die Oktaëder-

seums oft ganz unsicher über die Fundorte, da die Zettel fehlen oder nicht genau genug sind. Die von Strüver angegebenen Kennzeichen für die Fundorte aus den begleitenden Mineralien, Magneteisenerz und Dolomit für Traversella, Schwerspath für Brosso, Eisenglanz für Elba, verlassen einen, wenn man es mit losen Krystallen zu thun hat. Es wäre vielleicht gut gewesen, wenn Strüver bei der Erklärung der schönen Figuren der Kupfertafeln wie die jedesmaligen Combinationen so auch die Fundorte angegeben hätte; man hätte dadurch für die Bestimmung derselben noch ein weiteres Anhalten. Bei vielen stehen zwar die Fundorte in der Beschreibung der einfachen Formen, aber doch bei weiten nicht bei allen.

- 1) Diese Unregelmässigkeiten in der Grösse und in dem Auftreten der gleichnamigen Flächen charakterisiren diese Art der Zwillingskrystalle, daher wohl zu vermuthen ist, dass der grösste Theil der von Strüver Taf. XII gezeichneten Krystalle solche Zwillingskrystalle sind.

und Hexaëderflächen hervorgebracht werden; die Diploëder sind glatt und stets positiv. Fig. 10 stellt die horizontale Projection eines solchen Zwillings dar, bei dem die vordern Oktaëderflächen 0 positiv und voller kleiner Eindrücke sind, die in der Richtung der Hexaëderflächen prächtig schillern, die hinteren Oktaëderflächen 0' dagegen meistens negativ sind; die der unteren Seite sind sämmtlich positiv. Die Hexaëderflächen sind bis auf die zur Seite rechts liegende Fläche sämmtlich negativ, und alle glatt und glänzend. An der hinteren Seite erscheint noch eine kleine negative Pyritoëderfläche  $\frac{1}{2}d'$ , an derselben Stelle wo zwei positive Diploëderflächen liegen müßten. Fig. 11 ist ein größtentheils negativer Krystall, an dem nur die kleine stark gestreifte Stelle der oberen Hexaëderfläche  $a'$ , sowie einige mehr oder weniger stark hervorspringende Diploëderecken von 123 auf den vorderen Oktaëderflächen 0' positiv sind. Bei einem anderen Krystalle sind fünf Hexaëderflächen positiv und nur eine negativ, und diese an allen vier Ecken von den positiven glänzenden Flächen des Diploëders 123 umgeben. Eine parallel einer Hexaëderfläche gelegte Bruchfläche zeigt trotz des starken Glanzes auch ohne Aetzung die Gränze beider Individuen ziemlich deutlich; sie verläuft hier auf der Bruchfläche ganz unregelmäßig und krummlinig; geätzt sieht man sie noch besser, trotzdem daß nun in beiden Individuen die pyritoëdrischen Eindrücke eine gleiche Lage haben. Die des negativen Krystalls sind mehr in der Richtung der Grundkante verlängert, sind meistens feiner und liegen dichter nebeneinander, daher die geätzte Bruchfläche des negativen Krystalls weniger glänzt als die des positiven<sup>1)</sup>.

Von Transversella wurden vier über zollgroße Zwillingaskrystalle untersucht. Sie sind Combinationen eines Pyritoëders, welches vorherrscht mit dem Hexaëder und den Diploëdern 123 und 124, die untergeordnet hinzutreten.

1) Bei weiterem Studium wird es deßhalb gewiß noch möglich seyn, zwischen den Ätzeindrücken der positiven und negativen Flächen beim Eisenkies einen Unterschied zu finden,

Pyritoöder und Hexaöder sind sehr glänzend und schwach gestreift parallel den stumpferen Combinationskanten, die sie bilden; die Diploöder sind ganz matt und drusig von lauter kleinen hervorragenden Hexaöderecken, die öfter abgestumpft sind. Sie schillern daher sämmtlich in der Richtung der Hexaöderflächen des Krystalls, zum Theil auch einer Oktaöderfläche. Die Flächen des Diploöders 123 werden aber stellenweise durch ganz glänzende Streifen, die den Combinationskanten des Diploöders mit dem Hexaöder oder dem Diploöder 124 parallel gehen, oder ganz unregelmässig begränzt sind, unterbrochen. Pyritoöder und Hexaöderflächen sind positiv, die matten Diploöderflächen 123 und 124 sind negativ, die glänzenden Stellen auf ihnen dagegen wieder positiv. Einer dieser Krystalle wurde zerschlagen; es zeigte sich nun, dass er einen grossen runden glänzenden, deutlich abgesonderten Kern enthielt, der nur mit einer dünnen äusserlich krystallisirten Schale umgeben war; wie ein solcher runder Kern sich öfter bei Turmalinkrystallen findet <sup>1)</sup>. Ein ähnlicher runder Kern war auch auf der Bruchfläche eines anderen dieser Krystalle zu sehen. Der Kern des zerschlagenen Krystalls war, wie das äussere Pyritoöder, positiv.

In Brosso kommt die nämliche Combination mit vorherrschenden Oktaöderflächen vor (vergl. Strüver Fig. 168), aber hier sind diese negativ, Pyritoöder und Diploöder 123 positiv; auch sind hier sämmtliche Flächen glänzend, die des Oktaöders gestreift parallel den Kanten mit dem Pyritoöder, die des Diploöders 123 parallel den Kanten mit

1) Breithaupt, der auf diese Kerne bei dem Turmalin aufmerksam gemacht hat (Handbuch der Mineralogie, Bd. 2, S. 697), war der Meinung, dass sie aus amorphem Turmalin beständen. Ich hatte deshalb schon früher einen solchen Turmalin Prof. Riess mitgetheilt, mit der Bitte zu untersuchen, ob er pyro-elektrisch wäre, wie der Turmalinkrystall, worin er liegt. Prof. Riess fand dies vollkommen bestätigt, was also wohl die Meinung von Breithaupt widerlegt. Dieses Verhalten wird nun auch durch die Eisenkieskrystalle von Traversella bestätigt, indem auch hier der Kern ebenso thermo-elektrisch ist wie die umgebende Hülle.



dem Hexaëder und dem Diploëder 124; die Krystallflächen sind auch sehr unregelmäßig ausgedehnt. Der negative Krystall ist hier oft sehr vorherrschend; das Diploëder 123 bildet bei einem Krystall des Berl. mineralog. Museums nur an den Ecken eine positive Schale, die nicht sehr dick ist, und im Bruch sehr scharf an dem übrigen negativen Theil abschneidet.

Hierher gehört auch der merkwürdige Krystall von Brosso, den Strüver S. 21 seiner Abhandlung beschrieben und Fig. 144 vortrefflich abgebildet hat, und den er die Güte hatte, mir zur Ansicht zu schicken. Er besteht aus einer Gruppe von zwei Krystallen mit ganz verschiedenen Combinationen von Flächen, die in scheinbar paralleler Stellung mit ganz unregelmäßig laufenden und deutlich sichtbaren Gränzen miteinander verwachsen sind. Beide enthalten das Pyritoëder vorherrschend, der eine außerdem etwas mehr untergeordnet die Flächen des Leucitoëders, und noch mehr die Flächen des Hexaëders und des schärferen Pentagondodekaëders 405; der andere die Flächen des Oктаëders in ungefähr gleicher GröÙe mit dem Pyritoëder und klein die Flächen des Diploëders 124. Der erste Krystall ist positiv, der andere negativ. Strüver sagt: der Krystall kann nicht für einen Zwilling gehalten werden, da die Flächen des Pyritoëders des einen Individuums parallel den Flächen des andern sind; das elektrische Verhalten klärt die Erscheinung auf, auch sind die Combinationen die gewöhnlichen, die bei positiven und negativen Krystallen vorkommen.

In Traversella kommen noch andere mehrere Zoll große Krystalle vor, die oft nur reine Pyritoëder und horizontal gestreift sind; die Streifung ist häufig sehr grob und unterbrochen, und der Krystall erscheint dann oft aus mehreren Individuen zu bestehen, deren Grundkanten nicht genau untereinander parallel sind. Ein Krystall aus der Sammlung des Dr. Tamnau, an welchem die Streifung feiner ist, erschien vollkommen positiv, die mit grober Streifung zeigten sich größtentheils als Zwillingkrystalle, positiv und



negativ, und die Gränze zwischen beiden ist oft deutlich zu verfolgen. Manche enthalten an den einzelnen gleichkantigen Ecken des Pyritoëders noch untergeordnet die glänzenden Flächen des Oktaëders und des Diploëders 123, und diese Stellen zeigten sich stets positiv.

Bei einer grossen Druse des Berl. min. Museums von Traversella, an welcher die Eisenkieskrystalle, grösstentheils reine Pyritoëder von verschiedener Grösse, mit grösseren und kleineren Krystallen von Dolomit aufgewachsen sind, erscheinen die Eisenkieskrystalle matt, aber da, wo der bedeckende Dolomit mit dem Messer oder mit Chlorwasserstoffsäure weggenommen war, stark glänzend. Die glänzenden Stellen liegen stets tiefer als die matten, und sind scharf begränzt. Offenbar hatte hier die Eisenkiesbildung nach dem Dolomitabsatze noch einmal begonnen und eine schwache Lage auf dem von Dolomit nicht bedeckten Theil gebildet. Die entblösten glänzenden Stellen zeigten sich bei einem kleinen Krystalle negativ, die matten schwach positiv. Bei einem grösseren Krystalle war die Bruchfläche mit welcher derselbe aufgesessen hatte positiv, eine matte Stelle auf einer Pyritoëderfläche auch positiv; eine sehr glänzende Stelle auf einer anderen Pyritoëderfläche negativ, auf einer dritten Fläche ebenfalls negativ, eine Ecke, an welcher eine Oktaëderfläche und kleine Flächen des Diploëders 123 erschienen, auch positiv. Wegen des positiven Bruches im Innern scheint hier also eine mehrfach sich wiederholende Bildung von positiven und negativen Eisenkies stattgefunden zu haben.

Etwas Räthselhaftes bieten gewisse grosse schön ausgebildete und glänzende Krystalle von Elba dar, die Combinationen des Pyritoëders mit Hexaëder, Oktaëder und Diploëder 123 sind, deren Pyritoëderflächen schwach vertical gestreift sind mit drüsigen Eindrücken in der Mitte und deren Diploëder die doppelte Streifung haben. Hier sind die Pyritoëderflächen auf einer Fläche zuweilen positiv, auf einer anderen negativ, und die vom Diploëder umgebenen Oktaëderflächen positiv oder negativ. Da man nie weiss,

wie im Innern die Gränze des positiven und negativen Krystalles laufen, so ist es sehr möglich, das ein Theil des negativen Krystalles sich nahe unter der Oberfläche des positiven hinzieht; ist nun die Erwärmung vom Kupferdraht aus erst bis zur Berührungsstelle desselben mit dem Krystall gelangt, so wird ein Strom erregt, dessen Richtung den Krystall als positiv charakterisirt, aber bald, wenn die Temperaturerhöhung bis zur Gränze zwischen dem positiven und negativen Krystall eingedrungen ist, tritt dann ein stärkerer entgegengesetzter Strom auf.

Sehr merkwürdig sind einige lose Krystalle in der Sammlung der Bergakademie, die angeblich aus Cornwall stammen; die Krystalle sind 3 bis 4 Linien groß und vorherrschend Dodekaëder, an deren vierflächigen Ecken untergeordnet die Flächen des Diploëders 1610, die Pyritoëder- und Hexaëderflächen erscheinen, und deren Kanten durch die Leucitoëderflächen schwach abgestumpft sind. Die Dodekaëderflächen sind zur Hälfte nach dem der Pyritoëderfläche anliegenden Theile stark glänzend und glatt, und zur anderen Hälfte ganz matt. Hexaëder, Pyritoëder und Diploëder glänzend, das Leucitoëder matt. Das Matte der Leucitoëder- und der Hälften der Dodekaëderflächen rührt von einer zarten Streifung parallel den Kanten mit dem Oktaëder her, dessen Flächen selbst nicht da sind; alle um eine dreiflächige Ecke des Dodekaëders gelegenen Dodekaëder und Leucitoëderflächen schillern daher silberweiß glänzend, in der Richtung der Oktaëderflächen, was diesen Krystallen ein sehr eigenthümliches Ansehen giebt<sup>1)</sup>. Hexaëder, Pyritoëder und Diploëderflächen sowie die matten Theile der Dodekaëderflächen sind positiv, die glänzenden Theile derselben negativ. Die Krystalle sind also sehr regelmäßige Zwillingsskrystalle mit durcheinander gewachsenen Individuen.

1) Die Krystalle haben im Ansehen die größte Aehnlichkeit mit der von Strüver Fig. 128 abgebildeten und von ihm S. 26 beschriebenen Combination wahrscheinlich von Brosso, nur findet sich hier statt des glänzenden Theiles der Dodekaëderflächen das Pentagondodekaëder 405.

Diesen in mancher Rücksicht ähnlich sind kleine Krystalle des mineralog. Museums von Immenkippel bei Bendorf. Dieselben sind Combinationen des Oktaëders mit den untergeordnet hinzutretenden Flächen des Dodekaëders, Pyritoëders und Hexaëders. Letztere Flächen sind glatt, die Dodekaëderflächen haben eine Streifung nach der kurzen Diagonale, die sich auf den Pyritoëderflächen fortsetzt. Die Oktaëderflächen sind matt und mit kleinen mikroskopischen dreieckigen Eindrücken versehen, deren Seiten den Kanten des Oktaëders parallel sind und von dem Hexaëder herrühren. Hexaëder, Pyritoëder und Dodekaëder sind negativ, die Oktaëderflächen positiv, was auch schon die dreieckigen Eindrücke beweisen<sup>1)</sup>.

a) *Zwillingskrystalle, beide Krystalle in paralleler Stellung.*

Hierher gehören alle die seltenen Fälle von Krystallen, bei denen man hemiëdrische Formen in beiden Stellungen beobachtet hat, denn hier ist stets anzunehmen, daß die Formen der einen Stellung positiv, der anderen negativ sind. Wir haben allerdings nur einige solcher Krystalle untersucht, die sich auf einer kleinen Stufe befinden, die mir Hr. Strüver gütigst gesandt, doch waren diese Krystalle entscheidend, da bei ihnen das Verhältniß so gefunden wurde, wie angegeben. Die oben S. 2 erwähnten Krystalle, die Hr. Weisbach die Güte hatte, mir aus der Freiburger Sammlung zu schicken, waren zu klein und miteinander verwachsen, um ein entscheidendes Resultat geben zu können, doch finden sich auch hier einzelne Flächen und Bruchstellen positiv, andere negativ, so daß sich wenigstens die Anwesenheit von positiven und negativen Theilen ergab.

1) Hierher gehören weiter auch wohl die Krystalle, die Strüver S. 38 seiner Abhandlung beschrieben und Fig. 181 abgebildet hat. Es sind Pyritoëder von Traversella, die an den Grundkanten schwach abgesumpft sind; auf den Pyritoëderflächen finden sich kleine hervorragende Ecken von einem Diploëder, vielleicht 851, wie Strüver vermuthet, an welche noch die Flächen des Hexaëders und des Pyritoëders hinzutreten sind, welche den gleichnamigen Flächen des Krystalls, worauf sie aufgewachsen, parallel sind.

Ebenso gab auch der von Hr. Hessenberg oben S. 4 erwähnte Krystall, der mir freundlichst zur Ansicht geschickt wurde, kein Resultat, da die Fläche des Pentagondodekaëders zweiter Stellung für die Untersuchung zu klein war; sie ist in der That noch kleiner als sie in der Figur dargestellt ist. Der ganze Krystall wurde nur negativ gefunden.

Die von Hrn. Strüver gesandte Stufe enthielt drei Krystalle von der in Fig. 111, seiner Abhandlung abgebildeten Combination. Sie besteht aus dem Hexaëder, dem Dodekaëder, den beiden Pyritoëdern, einem flacheren Pentagondodekaëder 103, dem Oktaëder und Leucitoëder. Das Hexaëder herrscht vor, alle übrigen Flächen sind untergeordnet und so, wie in der Figur dargestellt ist. Das Pentagondodekaëder 103 erscheint nur bei dem einen Pyritoëder, das sich aber im Ansehen nicht wesentlich von dem anderen unterscheidet, alle Flächen sind glänzend. Die Krystalle sind aufgewachsen, doch ist bei allen eine Hexaëderecke mit den umgebenden Flächen frei. Das Pyritoëder, bei welchem sich das Pentagondodekaëder 103 befand, zeigte sich negativ, das wobei dieses fehlte, positiv; bei einigen Flächen waren die Resultate ganz entscheidend, in anderen Fällen wurde auch bei dem Pyritoëder ohne das Pentagondodekaëder 103 der umgekehrte Strom erhalten; offenbar war in dem Zwillinge die negative Masse vorherrschend, und zog sich in dem letzten Falle wohl unter der positiven weg, so daß dann die negative auch hier den Ausschlag gab. Die Grenzen zwischen den positiven und negativen Individuen sind bei allen drei Krystallen nicht sichtbar <sup>1)</sup>.

1) Bei einer anderen Stufe mit Krystallen, die mir auch Hr. Strüver schickte und auf welcher die Krystalle die in Fig. 110 abgebildete Form hatten, waren die Krystalle auf der Oberfläche in Eisenoxydhydrat umgeändert und dadurch nicht leitend geworden, obgleich die entstandene Haut nur sehr dünn war. Da ich nicht das Recht hatte mit Chlorwasserstoffsäure die nicht leitende Hülle zu entfernen, so konnten die Krystalle für meine Zwecke nicht benutzt werden.

Wahrscheinlich gehören hierher noch zwei Krystalle des Berl. mineralog. Museums, vermuthlich von Brosso. Es sind 5 bis 6 Linien grofse Oktaëder, an den Ecken mit den Flächen des Hexaëders, Pyritoëders und Diploëders 123 begränzt, die nur ganz untergeordnet hinzutreten. Diese letzteren Flächen sind glänzend, die Oktaëderflächen matt, aber ebenfalls silberweifs metallisch glänzend in der Richtung der Flächen eines Pyritoëders entgegengesetzter Stellung. Betrachtet man die Oktaëderflächen oder besser noch einen von ihnen gemachten Hausenblasenabdruck unter dem Mikroskop, so sieht man, dafs sie mit lauter kleinen dreiseitigen Pyramiden bedeckt sind, deren Flächen dem Pyritoëder der entgegengesetzten Stellung angehören. Untersucht man das thermo-elektrische Verhalten der Flächen, so findet man die des Hexaëders stark positiv, die Flächen des Oktaëders auch, aber einen merklich schwächeren Strom liefernd; es ist daher wahrscheinlich die ganze Erscheinung so zu deuten, dafs die Krystalle positiv, aber auf der Oberfläche mit negativen Krystallen bedeckt sind, die aber so klein sind und nur eine so dünne Decke auf der Oberfläche bilden, dafs bei der Erwärmung die drunter liegende positive Masse in Bezug auf die Stromesrichtung bald die Oberhand gewinnt. Diese kleinen Krystalle würden dann aber nicht in Zwillingsstellung stehen, sondern in paralleler Stellung, so dafs die Krystalle Zwillingskrystalle der vierten Art sind <sup>1)</sup>.

Man könnte auch annehmen, dafs die Krystalle Zwillingskrystalle erster Art wären und die geringe Leitung auf der Oktaëderfläche nur daher käme, weil die Flächen rauh wären, indessen sind in diesem Falle die in Zwillingsstellung stehenden Krystalle stets gleich ausgebildet, und es ist noch nicht der Fall vorgekommen, dafs der eine Kry-

1) Aehnliche Betrachtungen könnte man freilich auch bei den S. 20 beschriebenen und Fig. 9 Taf. I abgebildeten Krystallen anstellen; auch hier könnten die aufliegenden dünnen Streifen negativen Krystallen angehören, die aber auch hier ganz dünn seyn müßten, denn die Untersuchung hat hier überall nur positive Elektrizität gegeben.

stall ungleich gegen den anderen ist, und der eine wie hier ein Oktaëder, der andere, oder wie hier die anderen, Pyritoëder sind, daher die erstere Meinung wohl die wahrscheinlichere ist.

Positive und negative Krystalle in unregelmässiger Ordnung nebeneinander.

Positive und negative Krystalle von Eisenkies finden sich öfter auf einer und derselben Stufe oder einer und derselben Gruppe in unregelmässiger Verbindung nebeneinander. So enthält das mineralogische Museum einen zollgrossen Krystall von Traversella, eine Combination des Hexaëders, Oktaëders und Pyritoëders mit etwas unregelmässiger Ausdehnung der Flächen, doch ungefährem Gleichgewicht der Formen. Die Hexaëderflächen sind glatt, ausser einigen Unterbrechungen durch die Pyritoëderflächen, die Oktaëderflächen ebenfalls glatt, nur sind an einigen Stellen die Ecken des Diploëders 123 in paralleler Stellung hervorgebrochen, die Flächen des Pyritoëders sind senkrecht gestreift, wenn auch an einer grossen Fläche nur stellenweise, und daneben glatt. Auf einer Hexaëderfläche ist ein kleinerer Krystall aufgewachsen, bei dem die Hexaëderflächen vorherrschen, die Pyritoëderflächen mehr untergeordnet vorkommen, und an dessen Ecken, von denen drei sichtbar sind, die Flächen des Diploëders 123 erscheinen; die Hexaëderflächen sind glatt, und wie bei dem grossen Krystall nur stellenweise durch die Pyritoëderflächen unterbrochen, die Pyritoëder- und Diploëderflächen ebenfalls glatt. Der grosse Krystall ist bis auf die aus den Oktaëderflächen hervorragenden Diploëderecken negativ, selbst auf den ganz glatten Stellen der Pyritoëderflächen neben den gestreiften, die Diploëderecken sind aber positiv; der grosse Krystall ist also schon ein Zwillingkrystall. Der kleine Krystall ist positiv, die Combination auch vollkommen einer positiven gemäß, aber die Verwachsung beider Krystalle ist ganz zufällig, ein bestimmtes Gesetz der Verwachsung scheint nicht stattzufinden.



In dem Museum befindet sich ferner eine Druse aus Cornwall ohne nähere Bestimmung, die auf der (unteren) Bruchfläche vorzugsweise aus Kupferkies besteht, in welchem Eisenkies und Quarz eingemengt ist; der erstere stets in regelmässig ausgebildeten Krystallen, die öfter zu Krystallgruppen vereinigt sind; sie sind Hexaëder, auf den Flächen stark gestreift und 3 bis 4 Linien groß. Krystalle von derselben Form erscheinen auch auf der oberen freien Seite der Stufe in einzelnen Gruppen auf dem Kupferkies angewachsen und hier zusammen mit schneeweißen Quarzkrystallen; aber diese in Hexaëdern krystallisirten Eisenkieskrystalle werden zum Theil von anderen Gruppen von Eisenkieskrystallen bedeckt, die eine andere Form haben und Combinationen des vorherrschenden Oktaëders mit dem Hexaëder sind. Sie sind kugelig zusammengehäuft, bunt angelaufen, dennoch glänzender als die Hexaëder, und da sie diese zum Theil bedecken, späterer Bildung als diese.

Die reinen Hexaëder sind auf manchen Flächen positiv, auf anderen negativ, also Zwillingsskrystalle, ohne dass man auf den Krystallflächen eine Gränze zwischen den positiven und negativen Krystallen sehen kann. Sie gleichen im Ansehen und in ihrem thermo-elektrischen Verhalten anderen Eisenkieskrystallen von Tavistock in Devonshire, die lose oder in losen Gruppen in dem mineralogischen Museum sich befinden, nur etwas größer sind<sup>1)</sup>. Die angelaufenen Krystalle sind positiv, was bei den vorherrschenden Oktaëderflächen auffallen kann. Auch die Quarzkrystalle zeigen darin etwas Eigenthümliches, dass sie nur auf einer äusseren Schicht schneeweiss und undurchsichtig, im Innern aber graulichweiss und durchsichtig sind.

Hierher sind endlich noch zwei Stufen von Chachiyuyo del oro bei Copiapo in Chile zu rechnen, die wie die vorigen ein Gemenge von Kupferkies mit Eisenkies und Quarz sind. Kupferkies ist vorherrschend, auf der einen (oberen)

1) Diese letzteren sind von Dr. Krantz erworben, und es wäre möglich, dass auch die Stufe daher stammt und der auf dem Zettel angegebene Fundort ungenau ist.



Seite findet er sich allein mit Quarz in grossen undeutlichen Krystallen, die an der Oberfläche angelauten, blauschwarz und matt, im Bruch aber frisch und stark glänzend sind. Der Quarz ist in prismatischen Krystallen krystallisiert. Auf der Unterseite und im Innern ist der Kupferkies sehr drusig und mit vielem Eisenkies gemengt, der in den vielen Drusen deutlich auskrystallisiert und ausserordentlich glänzend ist. Die Krystalle sind von verschiedener, 1 bis 4 Linien Grösse, sie sind aber zweierlei Art; in beiden ist das Hexaëder vorherrschend, und die Pyritoëderflächen erscheinen nur als Abstumpfung der Kanten, aber in dem einen Fall ist es senkrecht gestreift, und zeigt an den Ecken, wenn auch nur klein, doch sehr stark glänzend, die Flächen des Oktaëders, Leucitoëders und des Diploëders 124; in anderen Fällen ist es horizontal gestreift, und an den Hexaëderecken erscheinen ebenfalls klein und stark glänzend die Flächen des Diploëders 123 mit den Oktaëderflächen. Die letzteren Krystalle sind positiv, die ersteren negativ, was auch schon aus der Combination der Flächen hervorgeht. Die negativen Krystalle sind der Zahl nach vorherrschend; bei den kleineren Krystallen fehlen aber in der Regel die an den Hexaëderecken auftretenden Flächen und man sieht dann nur Combinationen des vorherrschenden Hexaëders und Pyritoëders. Bei dem starken Glanze des Eisenkieses und Kupferkieses, bei letzterem freilich nur im Bruch, und den ebenfalls glänzenden Quarzkrystallen haben die Drusen ein schönes Ansehen.

#### Kobaltglanz.

Die Krystalle des Kobaltglanzes sind viel weniger verbreitet, als die des Eisenkieses, und bestehen in den zwei Hauptfundorten, die man kennt, in Tunaberg in Schweden und Skutterud in Norwegen, nur aus wenigen einfachen Formen, die an beiden Orten dieselben sind, obgleich der Kobaltglanz in Tunaberg auf einem Kupferkieslager und die schönen Krystalle in Kupferkies, in Skutterud dagegen in Glimmerschiefer eingewachsen vorkommen. Die erste-

ren finden sich häufiger und kommen in größeren Krystallen vor als die letzteren, bei beiden sind aber nur Combinationen bekannt des Pyritoëders, Hexaëders, Oktaëders und eines stumpferen Pentagondodekaëders, dessen Flächen gewöhnlich nur untergeordnet als Abstumpfungen der Kanten des Pyritoëders und Hexaëders erscheinen, aber in allen Krystallen der Universitätsammlung zu stark gestreift sind, parallel den Kanten mit dem Hexaëder, um die Neigungen desselben bestimmen zu können. Es wurden von dem Kobaltglanz von Tunaberg 17, von Skutterud 2 Krystalle untersucht: von den ersteren wurden 8 positiv und 9 negativ; von den letzteren 1 positiv und 1 negativ gefunden. Bei den positiven Krystallen von Tunaberg herrschen die Hexaëderflächen vor, Pyritoëder und Oktaëder treten nur untergeordnet hinzu; bei den negativen die Oktaëderflächen, und bei diesen allein finden sich die Flächen des stumpferen Pentagondodekaëders, so daß wir in diesem ein Mittel hatten, im Voraus das thermo-elektrische Verhalten der Krystalle zu bestimmen, was bei den untersuchten nie trügte. Bei den beiden Krystallen von Skutterud war dieß Verhalten ganz ebenso; bei dem negativen Krystalle herrschen die Oktaëderflächen vor, und es finden sich hier, wenn auch klein noch die Flächen des stumpferen Pentagondodekaëders. Nur bei einem Krystalle aus Tunaberg fanden sich diese Flächen vorherrschend, die Flächen des Oktaëders nur untergeordnet, so daß der Krystall wie ein Hexaëder mit zugerundeten Flächen erscheint; seine Größe ist dabei nicht unbedeutend, indem er zwischen zwei parallelen Hexaëderflächen einen Durchmesser von einem Zoll hat. Zwillingkrystalle haben sich unter den Krystallen des Kobaltglanzes nicht gefunden.

Das Vorherrschen der Hexaëderform bei den positiven, das der Oktaëderform bei den negativen Krystallen hat der Kobaltglanz mit dem Eisenkies gemein. Stumpferer Pentagondodekaëder, die beim Kobaltglanz so entscheidend sind, kommen beim Eisenkies nur selten vor; Strüver giebt deren mehrere an, und unter den überschickten Krystallen

war der, bei dem sich ein solches befand, negativ, wie beim Kobaltglanz, so dafs, wenn man nach diesem einen Falle schliessen könnte, auch bei dem Eisenkiese das Vorkommen der stumpferen Pentagonododekaëder entscheidend wäre. Streifungen der Flächen kommen beim Kobaltglanz, angenommen bei dem stumpferen Pentagonododekaëder, nicht vor; hierdurch ist also kein Anhaltspunkt für die Bestimmung des thermo-elektrischen Verhaltens gegeben, und man ist also bei dem Kobaltglanz für die Vorausbestimmung der negativen Krystalle nur auf das Vorkommen der stumpferen Pentagonododekaëder und das Vorherrschen der Oktaëderform angewiesen.

Vergleichung der Zwillingsskrystalle des Eisenkieses mit denen anderer hemiëdrischer Krystalle.

Die vier angeführten Arten von Zwillingsskrystallen kommen in ganz ähnlicher Weise wie beim Eisenkies auch bei anderen Substanzen von hemiëdrischer Krystallisation vor, wie namentlich beim Quarz. Regelmässige Verwachsungen von 2 rechten oder 2 linken Krystallen, d. h. von 2 Krystallen erster und zweiter Stellung, finden sich bei diesem besonders häufig. Sie sind am besten zu erkennen, wenn Haupt- und Gegenrhomboëder in ihrem Glanze recht verschieden, und die Flächen des ersteren glänzend, die anderen matt sind. Da die Flächen des Hauptrhomboëders hierbei in die Lage des Gegenrhomboëders kommen und die Gränze zwischen beiden Krystallen gewöhnlich unregelmässig über die Flächen hinläuft, so sind diese auf der einen Seite der Gränzlinie glänzend, auf der anderen matt. Diefs sind die Krystalle, die Haidinger zuerst als Zwillingsskrystalle erkannt hat, und von denen ich gezeigt habe<sup>1)</sup>, dafs es Zwillingsskrystalle von 2 rechten oder 2 linken Individuen sind.

Regelmässige Verwachsungen von einem rechten und einem linken Individuum in Zwillingstellung machen sich im Aeufseren seltener kenntlich; ich habe ihrer in meiner

1) Abhandlungen der k. Akademie d. Wiss. zu Berlin von 1844, S. 233.

Quarzabhandlung nicht erwähnt, aber seit der Zeit mehrere auch äußerlich deutlich erkennbare von Jerischau in Schlesien durch Hrn. Brücke erhalten, der sie in seiner ausgezeichneten Mineraliensammlung entdeckt hatte, einen anderen solchen Zwillingskrystall von Prieborn in Schlesien auch selbst in dem mineralogischen Museum beobachtet. Sie kommen indessen häufig bei Krystallen vor, die äußerlich wie einfache erscheinen, als bloße Combination des sechsseitigen Prismas mit den beiden Rhomboëdern, wie bei den Marmoroscher Quarzkrystallen, und können durch Aetzung der Flächen mit Flusssäure erkannt werden, wie dies Leydolt gezeigt und in Taf. I Fig. 1 seiner Quarzabhandlung <sup>1)</sup> dargestellt hat. Die Individuen begränzen sich immer hierbei mit geraden Flächen im Gegensatz zu den vorigen, die sich stets mit krummen begränzen, worauf Leydolt aufmerksam gemacht hat.

Verwachsungen von rechten und linken Individuen in paralleler Stellung kommen mit aneinander gewachsenen Individuen bei den Schweizer Bergkrystallen, mit durcheinander gewachsenen Individuen bei Quarzkrystallen aus den Höhlungen der Mandelsteine vor. Die ersten hatte schon Wackernagel krystallographisch bestimmt <sup>2)</sup> und Dove optisch untersucht <sup>3)</sup>, und es wurde dadurch bewiesen, daß die rechten und linken Trapezflächen dieser gleicher Art und die beiden Krystalle rechts- und linksdrehend wären. Die durcheinander gewachsenen Krystalle wurden von Haidinger bei Krystallen aus den Vendyabbergen in Ostindien beobachtet <sup>4)</sup> und von mir bei Krystallen aus Brasilien näher bestimmt <sup>5)</sup>, und es wurde dadurch gezeigt, daß die rechten und linken Trapezflächen gleich wären. Leydolt hatte dergleichen Zwillingskrystalle durch Aetzung der Flä-

1) Sitzungsberichte der mathem.-naturw. Classe der kaiserl. Akad. der Wiss. in Wien von 1855 B. 15, S. 59.

2) Kastner's Archiv für die gesammte Naturlehre von 1825, Bd. 5 S. 75.

3) Pogg. Ann. 1837, Bd. 40 S. 607.

4) Journ. of Sc. 1824, V. 1, p. 322.

5) Abh. d. k. Akad. d. Wiss. von 1844, S. 256.

ch  
be  
ha  
di  
ti  
k  
di  
fu  
  
sta  
R  
In  
un  
Zw  
be  
Zw  
de  
die  
Qu  
nic  
  
zu  
sen  
des  
ist,  
mie  
Ste  
reg  
zw  
sey  
Kry  
For  
Ers  
Es  
es  
übe  
1)

chen erkannt und dabei gezeigt, daß sich auch hier die beiden Krystalle in geraden Flächen begränzen. Groth hat nun neuerdings auch die von mir gemessenen Krystalle, die so ganz das Ansehen von scalenoëdrischen Combinationen haben und daher auch für solche gehalten werden könnten, in optischer Hinsicht untersucht<sup>1)</sup>, und indem er die verwachsenen Individuen rechts- und linksdrehend gefunden hat, jeden Zweifel an ihre Zwillingnatur gehoben.

Bei dieser großen Uebereinstimmung der Zwillingskrystalle des Eisenkieses und Quarzes ist es auffallend, daß in Rücksicht des Verlaufs der Gränzen zwischen den beiden Individuen in den Zwillingskrystallen die des Eisenkieses und des Quarzes sich gerade umgekehrt verhalten. Bei den Zwillingskrystallen von Individuen gleicher Stellung sind beim Eisenkies die Gränzlinien auf der Bruchfläche des Zwillings geradlinicht, beim Quarz krummlinicht, und bei den Zwillingskrystallen von Individuen ungleicher Stellung diese Gränzlinien beim Eisenkies krummlinicht und beim Quarz geradlinicht. Der Grund dieses Unterschiedes ist nicht einzusehen.

Wenn aber so das analoge Vorkommen des Quarzes zur Bestätigung der beobachteten Zwillingskrystalle des Eisenkieses dient, und es bei diesen durch die Untersuchung des optischen und thermo-elektrischen Verhaltens erwiesen ist, daß wenn bei einem und demselben Krystalle sich hemiëdrische Formen beider Stellungen in ihren parallelen Stellungen finden, man es mit Zwillingskrystallen und mit regelmäßigen Verwachsungen von Krystallen erster und zweiter Stellung zu thun hat, so scheint man genöthigt zu seyn, auch eine ähnliche Annahme bei den tetraëdrischen Krystallen zu machen, wo das Zusammen-Vorkommen von Formen erster und zweiter Stellung eine sehr gewöhnliche Erscheinung ist, wie beim Borazit, Fahlerz und der Zinkblende. Es fehlen uns nur hier die Mittel dieß auszumachen, und es muß weiteren Untersuchungen vorbehalten bleiben, darüber zu entscheiden. Die Versuche, die wir übrigens beim

1) Pogg. Ann. von 1869, B. 137, S. 435.

Kupferkies anstellten, bestätigten diese Ansicht nicht, denn wir fanden bei ihm die beiden Tetraëder erster und zweiter Stellung gleich und zwar negativ thermo-elektrisch.

Theorie der hemiëdrischen Formen überhaupt.

In seinen krystallographischen Werken <sup>1)</sup> stellt Naumann die Ansicht auf, daß die holoëdrischen Formen, die mit hemiëdrischen vorkommen, nur scheinbar holoëdrische, in der That aber hemiëdrische Formen sind. Indem er die sämtlichen Formen des regulären Systems aus den Hexakisoktaëdern als ihren eigentlichen Repräsentanten ableitet, zeigt er, daß nur zwei Arten von hemiëdrischen Formen vorkommen, die tetraëdrischen oder geneigtflächigen und die dodekaëdrischen oder parallelfächigen, von denen die ersteren durch Wegfallen der einen oder der anderen an den abwechselnden Hexaëderecken liegenden sechsflächigen oder dreiflächigen Flächengruppen oder bloßen Flächen entstehen, wie die Hexakistetraëder, Deltoëder (Deltoiddodekaëder), Triakistetraëder und das Tetraëder, die anderen durch Wegfallen der einen oder der anderen an den abwechselnden mittleren Kanten gelegenen Flächenpaare oder Flächen, wie die Diploëder und Pentagonododekaëder. Aber auch die Tetrakisheptaëder und das Dodekaëder und Hexaëder, die mit den ersteren hemiëdrischen Körpern vorkommen, sowie die Icositetraëder, Triakisoktaëder und das Dodekaëder, Hexaëder und Oktaëder, die mit den letzteren vorkommen, hat man als hemiëdrische Körper zu betrachten, da man sich die ersteren nur als Gränzformen der Hexakistetraëder, die letzteren als Gränzformen der Diploëder oder Pentagonododekaëder vorzustellen hat. Theilt man die Flächen der Tetrakisheptaëder und des Dodekaëders und Hexaëders durch Linien, die den mittleren Kanten (den gebrochenen Oktaëderkanten) der Hexakisoktaëder parallel gehen oder ihnen entsprechen, und die Flächen der Icositetraëder, Triakisoktaëder und des Dodekaëders, Hexaëders und Oktaëders durch Linien, die den längsten Kanten der Hexakisoktaëder

1) z. B. Elemente der theoretischen Krystallographie S. 92 etc.



parallel gehen oder ihnen entsprechen in zwei congruente Hälften, und denkt man sich, daß die einen Hälften nach den beiden angegebenen Gesetzen fortfallen, die andere den Raum allein begränzen, so bilden diese Formen, die von den holoëdrischen Formen, woraus sie entstanden, ihrem Ansehen nach gar nicht, wohl aber ihrer Natur und Entstehungsweise nach verschieden sind, und deshalb auch als hemiëdrische Formen betrachtet werden müssen <sup>1)</sup>. Es ist dies nur eine theoretische Ansicht von Naumann; sie giebt, wie er selbst sagt, für alle diese Formen kein in die Augen fallendes Resultat <sup>2)</sup>. In dem Obigen ist der Beweis für die Richtigkeit dieser Ansicht gegeben; die Oktaëder und Hexaëder, die beim Eisenkies vorkommen, und ebenso die seltneren Dodekaëder, Ikositetraëder und Triakisoktaëder sind wirklich hemiëdrische Formen, denn sie verhalten sich ebenso, wie die beim Eisenkies vorkommenden Pentagondodekaëder und Diploëder, und sind wie diese thermo-elektrisch positiv oder negativ; ebenso sind sie auch in ihren Combinationen und größtentheils auch in dem Ansehen ihrer Flächen verschieden. Was von den dodekaëdrischen hemiëdrischen Formen bewiesen ist, muß dann auch für die tetraëdrisch hemiëdrischen Formen gelten. Die angeführten Untersuchungen über die thermo-elektrischen Eigenschaften des Eisenkieses und des Kobaltglanzes sind demnach auch für die Theorie der hemiëdrischen Formen im Allgemeinen von Interesse.

1) Die am angegebenen Orte S. 94 und 99 gegebenen Figuren machen diese Entstehungsweise der hemiëdrischen Formen sehr anschaulich.

2) Vergl. Naumann Anfangsgründe der Krystallographie S. 55. Man könnte hiergegen das Ansehen der oben S. 19 erwähnten und von Strüver in seiner Abhandlung Fig. 177 gezeichneten Flächen des negativen Oktaëders Fig. 157 anführen, weil hier die dreieckigen Eindrücke sämtlich an den Stellen der Oktaëderflächen liegen, die den fortgefallenen abwechselnden Flächen an der 6flächigen Ecke der Hexakisoktaëder entsprechen. Doch ist dies Vorkommen nur eine seltene Erscheinung.



## Erklärung der Figuren.

Fig. 1 — 3 Aetzeindrücke bei positiven und negativen Eisenkieskrystallen.

- » 1 auf einer Oktaëderfläche S. 7.
- » 2 » » Hexaëderfläche S. 7.
- » 3 » » Pyritoëderfläche S. 7.

Fig. 4 — 8 natürliche regelmäßige Eindrücke.

- » 4 auf einer Fläche des positiven Oktaëders O S. 19.
- » 5 » » » » negativen » O' S. 19.
- » 6 » » » » positiven Hexaëders a S. 17.
- » 7 » » » » negativen » a' S. 17.
- » 8 » » » » positiven und des negativen Pyrit.  $\frac{1}{2}$  d S. 21.
- » 9 Fläche des positiven Pyritoëders des Eisenkieses von Zacatecas S. 21.
- » 10 horizontale Projection eines Eisenkieszwillings von Traversella, aus einem pos. und neg. Krystalle bestehend. Die Flächen des positiven Oktaëders haben die hemiëdrischen Eindrücke von Fig. 4, S. 29.
- » 11 horizontale Projection eines neg. Eisenkieskrystalles von Traversella, auf dessen Hexaëder- und Oktaëderflächen einzelne Theile eines pos. Krystals in Zwillingstellung hervorgetreten sind. Die Pyritoëderflächen des neg. Krystals haben die Eindrücke von Fig. 8, die Oktaëderflächen des pos. Krystals die Eindrücke von Fig. 4, S. 29.
- » 12 Fläche des pos. Okt. mit Streifung nach dem pos. Pyr.  $\frac{1}{2}$  d S. 18.
- » 13 » » neg. » » » » neg. »  $\frac{1}{2}$  d' S. 18.
- » 14 » » » » » » » » Dipl. 124 (n') S. 18.
- » 15 Neg. Okt.-fläche am Zwillig mit Streifung nach dem Leuc.  $\frac{1}{2}$  o S. 18 u. 19.
- » 16 Pos. » » » » mit Eindrücken vom Hex. S. 16 u. 19.

## II. Bezeichnung der Hemiëdrie bei Anwendung der stereographischen Projection; von E. Reusch.

1. Das Wesen der stereographischen Projection besteht in Folgendem: von einem Punkte *O* im Innern des Krystals werden Senkrechte auf alle Flächen desselben gefällt, und bis zur Oberfläche einer aus *O* beschriebenen Kugel verlängert. Die so erhaltenen Flächenpole werden nun perspectivisch auf eine Ebene *E* dadurch projicirt, daß man dieselben mit einem Centrum *C* verbindet und die Schnittpunkte dieser Verbindungslinien mit *E* bestimmt;

als Centrum  $C$  dient aber ein auf der Kugeloberfläche passend gewählter Punkt, und als Projectionsebene eine durch  $O$  senkrecht zum Kugelhalbmesser  $OC$  gelegte Ebene.

Die vornehmste Eigenschaft dieser Projectionsmethode besteht bekanntlich darin, daß die Projectionen von Kugeln, die nicht durch das Projectionscentrum gehen, wiederum Kreise sind <sup>1)</sup>. Krystallflächen derselben Zone liefern auf der Kugel Flächenpole, welche auf demselben Großkreis der Kugel liegen; diesen Großkreisen entsprechen in der Projection Kreise, welche den *Tafelkreis*, längs welchem die Kugel von der Projectionsebene geschnitten wird, in zwei diametral gegenüberliegenden Punkten durchschneiden. Aber auch alle Kleinkreise der Kugel projiciren sich als Kreise: so liegen z. B. die sechs Pole eines Octanten des Hexakisoktaeders auf einem kleinen Kugelkreise, folglich auch ihre sechs Projectionen auf einem Kreise, eine Bemerkung, die bei der Ausführung der Projection dieser flächenreichsten Form des regulären Systems von Nutzen seyn kann.

Läßt man den Radius  $CO$  zusammenfallen mit einer ausgezeichneten Richtung im Krystall, z. B. mit einer Hauptaxe, so erkennt man an der Art, wie die projicirten Flächenpole gegen einander und gegen gewisse Linien im Tafelkreise liegen, ohne Mühe den gesetzmäßigen Zusammenhang der Krystallflächen; besonders aber für Berechnungen mit Hülfe der sphärischen Trigonometrie liefert diese Methode sofort die adäquanteste Figur.

Obleich die stereographische Projection das Mittel bietet, sowohl Kugelpunkte über als unter der Ebene des Tafelkreises zu projiciren (das Projectionscentrum selbst ausgenommen), so begnügt man sich doch damit, Punkte der Kugel ins Auge zu fassen, deren Projectionen ins Innere des Tafelkreises und auf seinen Umfang fallen. Jeder Krystallfläche entspricht nämlich im Allgemeinen eine parallele Gegenfläche, jedem Flächenpol ein diametraler Gegenpol; wenn wir daher in einer solchen Projectiionsfigur  $p$  eines oberen Flä-

1) s. B. Gugler, Descriptive Geometrie, 2. Aufl. S. 402.

chenpols sehen, so werden wir zugleich an den Pol der Gegenfläche oder an diese Gegenfläche selber denken.

Wenn aber in Folge von Hemiëdrie oder Hemimorphie gewisse Flächen fehlen, so sind drei Fälle denkbar:

1. Es ist nur der obere Pol  $p$  oder die ihm entsprechende Fläche vorhanden;
2. es ist nur die untere Gegenfläche vorhanden;
3. es fehlen Fläche und Gegenfläche.

Diese drei Fälle unterscheiden wir durch die Symbole  $+$ ,  $-$ ,  $0$ , während das unbezeichnete Symbol  $p$  das gleichzeitige Vorhandenseyn von Fläche und Gegenfläche bedeutet. Die Symbole  $+$ ,  $-$ ,  $0$  können wir aber auch ohne Anwendung eines Buchstabens, in die Nähe der Projectionspunkte setzen, wo dann der unbezeichnete Punkt die Existenz von Fläche und Gegenfläche bedeutet.

Einige Beispiele mögen das erläutern. Zieht man im Tafelkreis Fig. 1 Taf. II,  $A$  zwei rechtwinkliche Durchmesser und aus deren Endpunkten, Bögen mit der Quadrantensehne als Halbmesser, so sind ihre vier Schnittpunkte die Projectionen der oberen Flächenpole des regulären Octaëders. Wiederholt man in  $B$  dieselbe Figur und fügt die beistehenden Bezeichnungen hinzu, so entsprechen die Figuren  $A$ ,  $B$  den zwei Tetraëdern, in welche das Octaëder durch Hemiëdrie zerfällt.

In der Fig. 2 bedeuten die vier Schnittpunkte  $d$  der, wie vorhin verzeichneten, Bögen mit den Hauptdurchmessern die vier oberen Pole des Rhombendodekaëders; die vier Punkte  $d_1$  auf den Mitten der Quadranten entsprechen den vertikalen Flächen dieser Form. Außerdem sind vier gleiche, vom Mittelpunkt und den Hauptdurchmessern gleich weit abstehende Kreise gezogen und diese bestimmen, theils auf den Durchmessern durch  $d_1$ , theils auf den mehrfach erwähnten Bögen die Punkte  $s$ ,  $t$ ,  $u$ , wobei die kleinen Kreise so bemessen sind, daß diese Punkte der Figur den Flächenpolen des *Leucitoëders* (311) entsprechen. Aus der Bezeichnung der Pole dieser Gestalt ersieht man aber, daß

es sich um die Combination des Dodekaëders mit dem tetraëdrisch-hemiëdrischen Leucitoëder handelt, wie sie bei der Zinkblende vorkommt.

In Fig. 3 entsprechen die sechs auf einem Kreise liegenden Punkte  $e, \varepsilon, f, q, g, \gamma$  den Polen eines Octanten des *Hexakisoktaëders* (321). Aus der Bezeichnung dieser Pole in den verschiedenen Quadranten ersieht man sofort, daß es sich hier um die sogenannte *dodekaëdrische* (parallelflächige) Hemiëdrie dieser Form handelt.

2. Bekanntlich hat C. F. Naumann<sup>1)</sup> die Hemiëdrie von einem allgemeineren und ohne Zweifel höheren Standpunkt aufgefaßt, als dies gewöhnlich geschieht. Während z. B. nach der gewöhnlichen Auffassung von den sieben holoëdrischen Formen des regulären Systems nur vier Formen der *tetraëdrischen* Hemiëdrie, nur zwei der *dodekaëdrischen*, und nur eine der *pyroëdrischen* Hemiëdrie fähig seyn soll, nimmt Naumann an, jede dieser Hemiëdrien erstrecke sich, wenn sie an einer Form vorkommt, auch auf alle übrigen Formen, wobei dann allerdings die zwei Gegenkörper gewisser Formen keine äußerlich wahrnehmbare Gestaltsänderung zeigen. Es ist der Zweck des Nachfolgenden, einen einfachen graphischen Apparat anzugeben, mit Hülfe dessen die Vorstellungen von Naumann mit Leichtigkeit erfolgt werden können, und es erscheint dies um so zeitgemäßer, als durch eine jüngste Mittheilung von G. Rose: »Ueber den Zusammenhang zwischen hemiëdrischer Krystallform und thermo-elektrischem Verhalten beim Eisenkies und Kobaltglanz«<sup>1)</sup>, der Beweis geliefert ist, daß der durch geometrischen Instinct erkannten Möglichkeit einer Differenz zwischen scheinbar identischen Krystallflächen eine physikalische Wirklichkeit entspricht.

3. Die sieben hemiëdrischen Formen des regulären Systems bezeichnen wir in nachfolgender Weise durch Num-

1) Elemente der theoret. Krystallographie. Leipzig 1856.

2) Monatsberichte der königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin.

2. Juni 1870. (Mit Zusätzen in diesem Heft S. 1 bis 46.)

Poggendorff's Annal. Bd. CXLII.

mern: I. Oktaëder (111), II. Würfel (100), III. Rhombendodekaëder (110), IV. Tetrakishexaëder (Pyramidenwürfel, z. B. 210), V. Triakisoktaëder (Pyramidenoktaëder, z. B. 221) VI. Ikositetraëder (Leucitoëder, z. B. 211), VII. Hexakisoktaëder, z. B. 321.

Alle diese Formen haben einen Mittelpunkt  $O$ ; um diesen Punkt legen wir eine Kugel und führen durch  $O$  und alle Kanten der allgemeinsten Form VII Ebenen, deren Durchschnitte mit der Kugel wir bestimmen. Hierdurch erhalten wir ein System von neun Großkreisen, von denen drei auf einander senkrechte zu den Kanten in den drei Hauptschnitten, die sechs übrigen zu den Kanten in den Mittelschnitten, welche die Winkel der Hauptschnitte halbiren, gehören. Projiciren wir nun dieses System von Kreisen stereographisch, indem wir das Projectionscentrum auf die vertikale Hauptachse verlegen, so erhalten wir eine Figur wie die bei Fig. 4, VII, Taf. II, bestehend aus dem Tafelkreis, vier Durchmessern und vier Kreisbögen, welche wie in Fig. 1 Taf. II aus den Endpunkten der Hauptdurchmesser mit der Quadrantensehne als Halbmesser beschrieben sind. Wir wollen diese Figur der Kürze halber die *Kantenfigur* der Form VII nennen und sie nicht verwechseln mit Fig. 3, in welcher die Flächenpole die Hauptrolle spielen und die man daher eine *Polefigur* nennen könnte.

Die Kantenfigur VII enthält nun zunächst nur die 24 oberen gleichen Felder der Kugel; wir werden aber bei der holoëdrischen Form zu jedem oberen Felde das untere Gegenfeld hinzudenken.

Die Hauptsache ist nun, dafs in der Kantenfigur der allgemeinsten Form VII die Kantenfiguren der sechs übrigen Formen enthalten sind, und dafs diese dadurch erhalten werden, dafs man eine gewisse, immer gerade Anzahl einzelner Felder zu einem gröfseren Felde passend zusammennimmt. Die Felder der Form VII wollen wir uns überdies mit denselben Buchstaben  $e, \varepsilon, f, q, g, \gamma$ , wie die entsprechenden Pole in Fig. 3 bezeichnet denken.

Die 6 Felder eines Octanten zusammen geben das Feld einer Fläche der Form I (s. Fig. 4, I). Die 8 Felder am Ende einer Hauptaxe geben das Flächenfeld der Form II. Die vier Felder zu beiden Seiten eines Hauptschnitts, wie  $effs$ , liefern das Feld der Form III. Alle benachbarten Felder gleicher Beziehung z. B.  $ff$ ,  $ss$  etc. paarweise zusammengenommen, erhält man die Felder der Form IV. Je zwei Felder desselben Octanten in der Ordnung  $sf$ ,  $pg$ ,  $ye$  paarweise vereinigt liefern die Felder der Form V. Endlich geben je zwei Felder desselben Octanten in der Ordnung  $es$ ,  $fp$ ,  $gy$  vereinigt, die Felder der Form VI.

In den Figuren I bis VI hat man die eigentlich zu unterdrückenden Linien gestrichelt, um den Zusammenhang mit der allgemeinen Figur VII zu erhalten. Dafs in den Figuren II, III, IV sowohl die Hauptdurchmesser, als der Tafelkreis gestrichelt sind, hängt damit zusammen, dafs diese drei Formen keine in die Hauptschnitte fallenden Kanten besitzen. Bei der in Fig. 4 Taf. II adoptirten Gruppierung (s. Naumann, Elemente d. th. K. S. 81) ergänzen sich zwei diametral gegenüberliegende Kantenfiguren zu der Figur VII.

Zu Demonstrationen vor einem gröfseren Publicum dürfte sich die Anwendung eines Globus empfehlen, auf welchem die neun Grofskreise deutlich verzeichnet sind; sechs Kugelsegmente von Blech, mit welchen der Reihe nach die verschiedenen zusammenzunehmenden Kugelfelder bedeckt werden können, dürften zu weiterer Veranschaulichung dienen. Es bedarf aber wohl nur einer kurzen Uebung, um aus der Kantenfigur VII alle übrigen mit Sicherheit herauszulesen, weswegen wir auch im Folgenden nur mit dieser Figur operiren werden.

4. Im Fall der *Hemiëdrie* wollen wir wie in (1) das blofse Vorhandenseyn eines oberen Felds mit +, eines unteren Felds mit —, das gleichzeitige Fehlen von Feld und Gegenfeld mit 0 bezeichnen. Zu weiterer Unterstützung der Anschauung können wir noch die fehlenden Ober-



felder durch einen dunklen Ton oder durch Schraffüren kenntlich machen, was dem so instructiven Schwärzen gewisser Flächen eines Krystallmodells entspricht; es wird aber hiedurch, wie man leicht sieht, die zuerst angegebene Bezeichnungsweise nicht überflüssig gemacht.

I. Tetraëdrische Hemiëdrie. Fig. 5 Taf. II, *A*, *B*.

Die abwechselnden Octantenfelder verschwinden, das eine Mal wie bei *A*, das andere Mal wie bei *B*. Man übersieht sofort, dafs nur die Formen I, V, VI, VII je zwei gleiche, aber in der Stellung verschiedene Gegenkörper liefern, nämlich: Tetraëder, Deltoïddodekaëder, Trigondodekaëder und Hexakisoktaëder. Die Formen II, III, IV geben, bei scheinbar holoëdrischer Raumerfüllung, Gegenkörper, welche sich weder in Form noch Stellung von einander und den entsprechenden wirklichen holoëdrischen Gestalten unterscheiden, für welche aber die Bedeutung der Flächen eine verschiedene ist. So enthält bei Form II der Würfel *A* die an den abwechselnden Ecken liegenden Viertelquadrate, welche am Würfel *B* fehlen, und umgekehrt. Bei Form III enthält das Rhombendodekaëder *A* die an den abwechselnden stumpfen Ecken liegenden Rhombenhälften, welche bei *B* fehlen usw.

II. Dodekaëdrische Hemiëdrie. Fig. 6 Taf. II. *A*, *B*.

In allen Octanten von *A* bleiben die Felder *e*, *f*, *g* sammt ihren Gegenflächen, bei dem Gegenkörper *B* die Felder *ε*, *φ*, *γ*. Nur die Formen IV und VII geben distincte Gegenkörper; Pentagondodekaëder und Dyakisdodekaëder (Diploëder). Für die übrigen Formen sind die Gegenkörper *A* und *B* scheinbar identisch, aber die Bedeutung der Flächen an den scheinbar holoëdrischen Gestalten ist verschieden; so besteht das Oktaëder *A* aus den Feldern *e*, *f*, *g*, während das Oktaëder *B* die bei *A* fehlenden Felder *ε*, *φ*, *γ* enthält. Bei den Rhombendodekaëdern *A* und *B* fallen die sich ergänzenden Rhombenhälften (z. B. *f*, *f*, *ε*, *ε*) jede in dieselbe Ebene, usw.

### III. Gyroëdrische Hemiëdrie. Fig. 7 Taf. II A, B.

Bei A bleiben in den anliegenden Octanten abwechselnd die Felder  $efg$ ,  $eq\gamma$ ,  $efg$  ..., bei B die Felder  $eq\gamma$ ,  $efg$ ,  $eq\gamma$  ... jedesmal ohne die Gegenfelder. Nur die Form VII giebt distincte, von 24 unregelmäßigen Fünfecken umschlossene Gegenkörper (Gyroëder). Bei den sechs übrigen Formen werden die Gegenkörper scheinbar identisch.

Während bei der tetraëdrischen Hemiëdrie die Symmetrie nach den sechs Mittelschnitten gewahrt bleibt, die nach den Hauptschnitten aber verschwindet, so ist es umgekehrt bei der dodekaëdrischen Hemiëdrie. Die gyroëdrische Hemiëdrie hebt beide Arten der Symmetrie auf und ist bis jetzt in der Natur nicht beobachtet worden.

5. Wenn wir an der allgemeinen Form VII zunächst die dodekaëdrische (parallelfächige) Hemiëdrie eintreten lassen, so erhalten wir die Diploëder Fig. 6 Taf. II, A, B; indem wir aber überdies diese Diploëder der tetraëdrischen Hemiëdrie unterwerfen, so entstehen aus Fig. 6, A die *tetraëdrischen Pentagondodekaëder* Fig. 8,  $aa'$ , und aus Fig. 6, B die entsprechenden Gestalten Fig. 6,  $bb'$ ; (s. Naumann, Elem. S. 103 u. f.). Aus den holoëdrischen Formen I, IV, V, VI erhält man, wie ein Blick auf die Figuren  $a$ ,  $a'$  zeigt, der Reihe nach: Tetraëder, Pentagondodekaëder, Deltoiddodekaëder, Trigondodekaëder als distincte Gegenkörper, während dieselben für die Formen II und III scheinbar identisch sind.

6. Zur Berechnung der hemiëdrischen und tetratoëdrischen Formen wird man vorerst die Kantenfigur in die zugehörige Polfigur übersetzen und dann mit der Formel für den Cosinus des Winkels zweier Normalen alle Winkel bestimmen.

Mit derselben, ja mit größerer Leichtigkeit kann mit Hilfe von Kantenfiguren und der angegebenen Bezeichnungsweise auch die Hemiëdrie und Tetartoëdrie des quadratischen, hexagonalen und rhombischen Systems behandelt werden; ich möchte aber Denen, die sich in der Anwendung dieser Methode üben möchten, das Vergnügen, dies selbst-

ständig zu thun, nicht vorwegnehmen, und bemerke nur noch, daß die von Naumann bei jedem dieser Systeme aufgestellten sieben holoëdrischen Formen sich jedenfalls in der Weise von Fig. 4 Taf. II in ein übersichtliches Schema bringen lassen.

Tübingen, 28 Oct. 1870.

### III. *Ueber elektrische Oscillationen im inducirten Leiter; von Prof. J. Bernstein in Heidelberg.*

#### §. 1.

Beschreibung des Apparates.

Den Apparat, welchen ich zu den folgenden Versuchen benutzt habe, ist von mir vor einigen Jahren zu electrophysiologischen Zwecken construirt worden. Er diente mir damals zur Untersuchung der negativen Schwankung des Nerven und Muskelstromes, bei deren Veröffentlichung ich ihn beschrieben habe<sup>1)</sup>. Da die Arbeiten auf diesem Gebiete den Physikern weniger zugänglich seyn mögen, so sey es mir gestattet, die Beschreibung und Abbildung des Apparates an dieser Stelle zu wiederholen.

Der Apparat beruht auf demselben Princip, nach dem der Apparat von Beetz zur Untersuchung des entstehenden und verschwindenden Magnetismus gebaut ist. Er besitzt wie dieser einen rotirenden Theil, welcher zu gegebenen Zeiten periodisch zwei kurzdauernde Kontakte schließt und öffnet, die zweien von einander isolirten Kreisen angehören. Aber alle bisher zu solchen Zwecken construirten physika-

1) siehe: Pflüger's Archiv für die gesammte Physiologie. 1868. Bd. I, S. 173 bis 207. »Ueber den zeitlichen Verlauf der negativen Schwankung des Nervenstroms«.

lischen Apparate genügten zur Lösung der angegebenen physiologischen Aufgabe nicht, weil es dabei auf Messung sehr kleiner Zeiten ankam, in denen die mit der Nervenerregung zusammenfallende negative Schwankung des Nervenstroms ihren Ablauf nimmt. Es war für diesen Zweck erstens nothwendig, eine gleichförmige Rotationsgeschwindigkeit des Apparates herzustellen, und zweitens absolut sichere Kontakte zu erzielen, deren Zeiten bis auf  $\frac{1}{10000}$  Sec. messbar sind. Diefs erreicht man aber mit schleifenden Kontakten nicht, da sie leicht Veranlassung zu Unterbrechungen geben und wegen der starken Reibung die Herstellung einer grossen und gleichmässigen Geschwindigkeit sehr erschweren. Nachdem es mir nun so gelungen ist, einen solchen Apparat den physiologischen Anforderungen gemäss auszuführen, habe ich jetzt die Befriedigung, dafs er auch der physikalischen Untersuchung einigen Nutzen bringt.

Fig. 1 Taf. III zeigt einen senkrechten durch die Axe des rotirenden Theiles geführten Durchschnitt des Apparates, dessen Maafse den doppelten der Zeichnung genau entsprechen. In einem 13<sup>cm</sup> hohen und 26,5<sup>cm</sup> langen eisernen Rahmen *A* befindet sich das Axenlager *aa*, in welchem sich eine stählerne Axe *x* dreht. Dieselbe trägt ungefähr in ihrer Mitte ein Rad *r* aus Messing.

Fig. 2 Taf. III zeigt den Apparat von oben gesehen. Auf der Peripherie des Rades *r* sitzt durch ein Stück Kammmasse *kk* isolirt ein Messingstück *m*, welches die in einer kleinen Kugel auf und nieder zu schraubende Stahlspitze *p* trägt. Dieselbe ist schräg nach unten geneigt, so dafs ihr oberer Theil der Richtung der Bewegung zugewendet ist. Sie kann während der Rotation des Rades mit ihrem unteren zugespitzten Ende den dünnen Kupferdraht *d* berühren, welcher auf einer noch zu beschreibenden Vorrichtung radial gegen das Rad *r* ausgespannt ist. Der Spitze *p* gegenüber befinden sich auf der Peripherie des Rades ebenfalls durch Kammmasse davon isolirt die beiden Stahlspitzen *p*<sub>1</sub> und *p*<sub>2</sub>, welche sich in der Messingwalze *w* auf und

abschrauben und ebenfalls, wie Fig. 2 zeigt, schräg gestellt werden können.

In Fig. 1 erkennt man, daß das untere Axenlager  $a$  in einer treppenförmigen Messinghülse  $h h$  liegt. Dieselbe wird umfaßt von einer runden wagrecht liegenden Messingscheibe  $s$  von 9<sup>mm</sup> Radius, welche man in Fig. 2 von oben erblickt. Dicht über dieser Scheibe liegt ein um dieselbe Hülse drehbarer Messingarm  $\alpha$ , auf dessen Ende die den Draht  $d$  tragende Vorrichtung aufsitzt. Diese besteht aus einem senkrecht stehenden hohlen Cylinder  $y$ , in welchem in einer Führung ein Messingstück  $st$  mit Hilfe einer feinen Schraube auf- und abgeschoben werden kann. An diesem Stück ist ein Messingplättchen befestigt, welches durch eine Spalte des hohlen Cylinders hervorragt und ein Elfenbeinplättchen trägt. Auf letzterem sitzt ein  $\perp$ förmiges Messingklötzchen, über welches durch Klemmen der Draht  $d$  ausgespannt liegt.

Eine zweite treppenförmige Messinghülse  $h'h'$ , welche an die erste angeschraubt ist, trägt zwei drehbare Messingarme  $l_1$  und  $l_2$ , auf deren Enden zwei rinnenförmige Quecksilbergefaße aus Stahl  $q_1$  und  $q_2$  sitzen, die von den Messingarmen durch Kammasse isolirt sind. Die Spitzen  $p_1$  und  $p_2$  sind nun dazu bestimmt die Oberfläche des in  $q_1$  und  $q_2$  befindlichen Quecksilbers zu streifen und auf diese Weise einen Contact herzustellen.

Die Scheibe  $s$  (Fig. 2) hat an ihrer Peripherie eine Kreistheilung in 100 Grade. Der darüber verschiebbare Messingarm  $\alpha$  trägt seitwärts eine Theilung  $n$ , die einen Grad in 10 Theile theilt. Die Scheibe  $b$  gestattet die feinere Verschiebung dieser Vorrichtung, sobald die Stellschraube  $t$  festgeklemt ist.

Durch die Berührung zwischen  $d$  und  $p$  während der Rotation des Rades kann nun ein Kreis geschlossen werden. Man hebt, wenn der Apparat in Gang ist, den Draht  $d$  durch die Schraube langsam in die Höhe, bis die Berührung mit  $p$  durch ein Ticken hörbar ist. Diese Berührung bringt keine merkliche Hemmung der Bewegung hervor. Die Lei-

tung geht von  $p$  durch einen Draht, der (Fig. 1) durch ein der Axe des Rades nahe befindliches Loch  $u$  geführt ist und sich in dem Quecksilber der kreisförmigen elfenbeinernen Rinne  $nn$  dreht. Von dem Boden der Rinne geht dann ein Draht in einer isolirten Bohrung durch die Hülsen  $h$  und  $h'$  nach Außen.

Durch die Berührung der Spitzen  $p_1$  und  $p_2$  mit dem Quecksilber  $q_1$  und  $q_2$  kann die Leitung eines zweiten Kreises geschlossen werden, indem (Fig. 2) zwei Drähte den Klemmen der Quecksilbergefäße zugeführt werden. Es mag auf den ersten Blick auffallend erscheinen, daß statt eines schleifenden Contactes zwischen zwei festen Metallen ein Quecksilbercontact gewählt ist, aber man wird sich durch den Erfolg überzeugen, daß dieser Contact von so geringer Reibung außerordentlich sicher gemacht werden kann. Die Stahlspitzen  $p_1$  und  $p_2$  sind nämlich fein zugescharft und zwar schneidenartig wie eine doppelschneidige Klinge. Das Quecksilber ragt mit seinem Meniscus nur möglichst wenig über den Rand der Gefäße hervor, so daß eben eine feine Berührung der Spitzen möglich wird. Diese werden so eingestellt, daß sie mit ihren Schneiden die Oberfläche des Quecksilbers fein streifen. Wenn dies genügend erreicht ist, so überzeugt man sich, daß bei 10 Umdrehungen des Rades in der Secunde keine Schwankungen des Quecksilbers sichtbar sind. Das Quecksilber muß natürlich möglichst rein gehalten werden.

Ich habe nun gefunden, daß der Contact ein sehr sicherer ist, wenn man die Spitzen verkupfert. Man taucht sie zu diesem Zwecke in concentrirte Kupfervitriollösung und putzt sie dann mit Fließpapier ab.

Der Apparat wird durch eine elektromagnetische Rotationsmaschine <sup>1)</sup>, die von Hrn. Geheimrath Helmholtz construirt ist, in Gang gesetzt, indem die Scheibe  $R$  an der Axe des Rades mit einer Scheibe der Maschine durch einen

1) Beschrieben von Sigmund Exner, „Ueber die zu einer Gesichtswahrnehmung nöthige Zeit“ Sitzungsber. der Wien. Akad. Bd. LVIII, II. Abth. Oct.-Heft. Jahrg. 1868.



umlaufenden Faden verbunden wird. Die Geschwindigkeit beträgt in den folgenden Versuchen ungefähr 8 bis 10 Umdrehungen in der Secunde, und wird bei jedem Versuch durch die Umläufe des Fadens controlirt.

Der Contact im Quecksilber diente mir in den folgenden Versuchen dazu um einen constanten Strom zu bestimmten Zeiten periodisch zu öffnen und zu schliessen. Der Contact zwischen  $p$  und  $d$  dagegen schloß einen zweiten Kreis, dessen elektrischer Zustand beim Schliessen und Öffnen des ersten Kreises untersucht werden sollte. Die Schließungsdauer dieses Contactes ist außerordentlich kurz, da der Draht  $d$  nur  $\frac{1}{2}$  mm im Durchmesser hat und nur seine Kuppe von der Spitze berührt wird. Ich schätze sie auf  $\frac{1}{2}$  bis  $\frac{1}{10}$  eines Zehntels der Theilung. Man wird sehen, daß sie gegenüber den beobachteten Vorgängen als momentan betrachtet werden kann.

## §. 2.

Verlauf des inducirten Stromes in der secundären Spirale einer Inductionsvorrichtung.

Den im vorigen Paragraphen beschriebenen Apparat benutzte ich nun, um zunächst den Verlauf derjenigen Inductionsströme zu zergliedern, welche in einer secundären Spirale beim Schliessen und Öffnen eines primären Kreises entstehen. Die Anordnung der hierzu verwendeten Vorrichtungen und ihre Verbindungen mit einander gehen aus der schematischen Abbildung der Fig. 1 Taf. IV hervor und ich will diese Anordnung der Kürze halber mit I bezeichnen. Dieselbe besteht in Folgendem.

A ist der beschriebene Apparat, den ich Differential Rheotom nennen möchte. Der Strom einer constanten Kette  $K$  geht durch die primäre Spirale  $P$  eines Inductionsapparates und kann, wenn die Spitzen  $p_1$  und  $p_2$  über die Quecksilbergefaße  $q$  streifen, zeitweise geschlossen werden. Der Kreis der secundären Spirale  $s$  geht zum Leitungsdraht  $u$  an der Axe des rotirenden Apparates, und wenn die Spitze  $p$  den Draht  $d$  berührt, so ist dieser Kreis für

einen außerordentlich kurzen Moment geschlossen. Der eingeschobene du Bois'sche Schlüssel *Sch* leitet, sobald er geöffnet ist, die Ströme der secundären Spirale durch die Bussole *B*.

Die Spiralen *P* und *S* gehören einem du Bois'schen Schlittenapparat größerer Art an, die Hr. Sauerwald in Berlin verfertigt. Die primäre Spirale ist 12,5<sup>cm</sup> lang, hat 3,5<sup>mm</sup> im Durchmesser und besteht aus 3 Lagen, eines 1,2<sup>mm</sup> dicken umsponnenen Kupferdraht. Eisenkerne waren natürlich bei den folgenden Versuchen in dieser Spirale nicht vorhanden. Die secundäre Spirale ist 12,5<sup>cm</sup> lang, hat 5<sup>cm</sup> Durchmesser und besteht aus 6894 Windungen eines  $\frac{1}{8}$ <sup>mm</sup> dicken Kupferdrahtes.

Die Spiegel-Bussole *B* ist eine von Meissner und Meyerstein zum Zwecke elektrophysiologischer Versuche construirte von außerordentlicher Empfindlichkeit, da sie die schwachen Bewegungserscheinungen des Nervenstromes mit großer Deutlichkeit zu beobachten gestattet. Sie besitzt ein astatisches Magnetpaar, welches ich, um die Erschütterungen möglichst zu vermindern, an einem 1½ Meter langen Faden aufgehängt habe. Sie besitzt eine Rolle von 20000 Windungen. Da der Widerstand dieser Windungen ungefähr von gleicher Größe mit der der secundären Spirale ist, so schien mir ihre Anwendung für die folgenden Versuche am zweckmäßigsten.

Das Rad des Apparats *A* rotirt nun in der Richtung des Pfeiles mit gleichmäßiger Geschwindigkeit. Bei jeder Umdrehung wird der primäre Strom zu einer bestimmten Zeit geschlossen und sehr schnell wieder zu einer bestimmten Zeit geöffnet. Es kommt nun darauf an diese Zeitmomente des Schließens und Oeffnens genau bestimmen und sie durch die Zahlen der Theilung des Apparates auszudrücken.

Dies geschieht auf folgende Weise: Der Strom der Kette *K* wird einem Quecksilbergefaß *q* zugeleitet, kann dann durch die eintauchenden Spitzen *p*<sub>1</sub> und *p*<sub>2</sub> dem zweiten Quecksilbergefaß zugeführt werden. Von da geht die Leitung direct nach *u*, wird durch den Contact bei *d* dem

Schlüssel *Sch* und der Bussole zugeführt und geht vom Schlüssel direct wieder zur Kette zurück. Ich unterlasse es diese Verbindungen in der Figur anzudeuten, da sie aus der Beschreibung klar genug sind. Sie sind natürlich so angebracht, daß sie schnell hergestellt und nach geschehener Prüfung wieder abgebrochen werden können, um den Versuch der Anordnung I vornehmen zu können. Man erkennt leicht den Zweck dieser Verbindungen, denn sie dienen dazu, um den Strom der Kette sowohl durch den Contact bei *q* als auch durch den Contact bei *d* zu leiten. Man stellt daher den Contact *d* erst so ein, daß er kurz vor dem Schluß bei *q* liegt und schiebt den Contact *d* langsam mit der Schraube vor, bis man eine Ablenkung an der Bussole wahrnimmt. Diesen Punkt, welcher die Schließung bei *q* verräth, liest man an der Theilung des Apparates bei *n* (Fig. 2 Taf. III) ab, und ebenso bestimmt man den Moment der Oeffnung bei *q*. Den ersten Punkt werde ich in Folgendem mit *Sch*<sub>1</sub>, den zweiten mit *Sch*<sub>2</sub> bezeichnen.

Bei dieser Gelegenheit möchte ich eine Beobachtung erwähnen, die mir hierbei auffiel. Nämlich bei Anwendung einer etwas stärkeren Kette von 1 oder 2 Grove'schen Elementen von 6 Zoll Höhe sah ich nämlich auch jedesmal eine kleine Ablenkung von 2 bis 3 Scalentheilen eintreten, auch wenn die beiden Contacte nicht zu gleicher Zeit stattfanden. Diese trat aber bei jeder Stellung des Contactes *d* ein, auch wenn sie um die Hälfte einer Umdrehung des Rades auseinander lagen, und sie blieb constant, soweit dieser Contact auch dem Moment *Sch*<sub>1</sub> und *Sch*<sub>2</sub> genähert wurde. Erreichte er aber diesen Moment, so documentirte sich der Strom sofort durch eine heftige Ablenkung des Spiegels.

Ich glaube nun, daß die eben erwähnte Erscheinung durch den Ausgleich von freier Spannungselektricität zu Stande kommt. Das Stück der Leitung zwischen *q* und *d* nimmt bei *q* freie Spannung der Kette auf und tauscht sie bei dem nachfolgenden Contact bei *d* gegen die übrige

Leitung wieder aus. Auf diese Weise kommt gleichsam eine schwache intermittirende Stimmung zu Stande, die wir an der Ablenkung erkennen.

Der elektrische Zustand der secundären Spirale beim Oeffnen der primären.

In den nun folgenden Versuchen wurde die in Fig. 1 Taf. IV dargestellte Anordnung benutzt. Nachdem der Moment der Oeffnung des primären Stromes in  $q$  festgestellt war, den ich in Folgendem mit  $Sch_1$  bezeichne, wurde der Contact  $d$  auf diesen Moment oder kurz vor diesen festgestellt. Wenn die Dauer der Schließung in  $q$  groß genug ist, so erreicht der Kettenstrom eine constante Höhe. Man findet daher in den Zeiträumen kurz vor der Oeffnung keine oder nur höchst unbedeutende Ströme in der secundären Spirale. Sobald man sich aber dem Moment der Schließung mehr nähert, so beobachtet man die Ausschläge des Schließungsinductionsstroms der secundären Spirale, auf den wir später zurückkommen werden. In den nächstfolgenden Versuchen wurden immer die ersten Ausschläge beobachtet. Diejenigen Ströme der secundären Spirale, welche in derselben Richtung gehen wie der Kettenstrom in der primären Spirale, werden als  $+$  bezeichnet. Die Rubrik  $Sch$  enthält die Stellung des Schiebers mit dem Contact  $d$ , unter  $A$  befinden sich die Ausschläge der Boussole.

Versuch 3. Kettenstrom von 2 Grove'schen Elementen. Die Inductionsrollen sind übereinander geschoben.

$$Sch_1 = 0,9475$$

$$Sch_2 = 0,9140$$

$Sch$	$A$	$Sch$	$A$
0,9150	+ 23	0,907	+ 71
0,914	+	0,096	— 55
0,913	+	0,095	+ 102
0,912	—	0,094	— 15
0,911	+	0,093	+ 37
0,910	— 465	0,092	+ 13
0,909	+ 467	0,091	+ 25
0,908	— 226	0,090	+ 13

$$UF = 23,3$$

$$5UF = 119 U.$$

+ und — bedeuten Ausschläge über die Skala hinaus,

## Versuch 8. Kette von 1 Grove.

$$Sch_1 = 0,940$$

$$Sch_2 = 0,010$$

Sch	A	
	Rollen übereinander	Rollen 12 <sup>em</sup> von einander entfernt
0,910	- 25	+ 1
0,909	+	+ 1
0,908	+	+ 16
0,907	+	±
0,9068	±	- 8
0,906	+	+ 3
NF = 24,5		NF = 119 U

## Versuch 10. Kette von 1 Daniell. Rollen übereinander.

$$Sch_1 = 0,9395$$

$$Sch_2 = 0,9120.$$

Sch	A	Sch	A
0,9120	+ 3	0,9045	+ 37
0,9115	+ 22	0,9040	- 64
0,9110	+ 25	0, . 35	+ 17
... 05	+ 158	... 30	+ 9
0,9100	+	... 25	- 40
0,9095	+	... 20	+ 40
... 90	+	... 15	+ 33
... 85	-	... 10	- 23
... 80	±	... 05	+ 12
... 75	+ 421	... 00	- 15
... 70	- 238	0,8995	+ 3
... 65	+ 177	... 90	- 13,5
... 60	- 86	... 85	- 10
... 55	±	... 80	+ 8
... 50	+	... 00	+ Minim.
UF = 24,8 - 24,5		5 UF = 119 U.	

Diese Versuche zeigen nun, dafs in einer offenen secundären Spirale beim Oeffnen des Stromes in der primären Spirale ein elektrischer Vorgang stattfindet, welcher sich in den angestellten Versuchen durch ausserordentlich kurz dauernde abwechselnd gerichtete Ströme kund giebt.

Dieser Vorgang ist an einer secundären Spirale bereits von Helmholtz unter gewissen Umständen mit Hilfe des Froschschenkels beobachtet worden (Abhandlungen des naturhist. medicinisch. Vereins zu Heidelberg 1860, Bd. V, II. S. 27). Die Enden der secundären Spirale waren in einem Falle mit den Belegungen einer Leydner Flasche verbunden und in einer Nebenleitung zwischen Spirale und Flasche befand sich ein stromprüfender Froschschenkel. Beim Oeffnen des primären Stromes lud sich die Flasche und entlud sich wieder in oscillirender Weise durch die Spirale, so daß 2164 abwechselnd gerichtete Ströme in der Secunde durch die Zuckungen des Froschschenkels beobachtet werden konnten. In einem zweiten Falle war ein Ende der secundären Spirale isolirt, das andere mit der Erde in Verbindung und in eine Nebenleitung dieser Verbindung war der Froschschenkel eingeschaltet. Diese Anordnung liefs in der Secunde 7300 Oscillationen der Electricität beobachten.

Unsere Versuche zeigen nun ganz allgemein, daß beim Oeffnen des primären Stromes die offenen Enden einer secundären Spirale sich abwechselnd positiv und negativ verhalten, und daß diese Oscillation der elektrischen Bewegung in der Spirale mit außerordentlicher Geschwindigkeit vor sich geht. In den angeführten Versuchen kann man die Enden der Spirale als isolirt betrachten, soweit die Umspinnung der Drähte und Holz gegen Ströme von der angewandten Stärke isoliren. Beweisend in dieser Beziehung erscheint mir aber der Versuch 8, in welchem die Oscillationen auch bei einer Entfernung der Rollen von 12<sup>cm</sup> beobachtet wurden. In diesem Falle waren die Ströme der secundären Spirale so schwach, daß mit Hilfe des Froschschenkels keine unipolaren Wirkungen beobachtet werden konnten. Unter diesen Umständen konnte man also die Enden der Spirale als vollkommen isolirt betrachten.

In Fig. 2 Taf. IV ist der beobachtete Vorgang graphisch dargestellt. Auf der Abcisse der Zeit ist 0 der Moment, in welchem der primäre Strom geöffnet wird. Kurz darauf kommt der positive Strom 1 zur Beobachtung, welcher in



der secundären Spirale gleiche Richtung mit dem primären Strom hat, dem folgt der negative Strom, dann wieder ein positiver usw. Im Allgemeinen nimmt die Stärke dieser oscillirenden Ströme mit ihrer zeitlichen Entfernung vom Moment der Oeffnung des primären Kreises stetig ab. Nur ausnahmsweise scheint in einigen Beobachtungen ein Schwanken in dieser Abnahme stattzufinden, welches aber nur daher rühren kann, daß beim Verschieben des Contactes *d* nicht immer genau die Maxima der Stromescurven getroffen werden. So lassen sich denn eine große Zahl immer kleiner werdender Oscillationen beobachten, bis sie sich den Mitteln der Beobachtung entziehen.

Auffallend ist nun, daß in allen Versuchen die erste positive Oscillation länger dauert als die nachfolgenden Oscillationen. Diese letzteren folgen aber, wo genau beobachtet ist, mit großer Regelmäßigkeit aufeinander und haben alle fast genau dieselbe Dauer. Zuweilen kommt es auch vor, daß in einer Beobachtung der Spiegel der Bussole hin und herschwankt. Dann hat man den Moment des Contactes *d* auf einen Schnittpunkt der Stromescurve mit der Abscisse eingestellt und durch kleine Unregelmäßigkeiten im Contact oder durch kleine Schwankungen des Oeffnungspunktes der primären Kette wird mal die eine, mal die andere Stromesrichtung begünstigt. Der Moment der Oeffnung wird namentlich dann unsicher, wenn er bei Anwendung starker Kettenströme unter starker Funkenbildung bei *q* vor sich geht. Um daher die zeitlichen Verhältnisse dieser Vorgänge zu messen, muß man nur schwache Kettenströme von einem Daniell oder noch schwächere wählen. Es wird zwar auch dann der Moment der Oeffnung durch die schwache Funkenbildung etwas verschoben, aber die Aenderung bleibt ziemlich constant, und man verfährt am Besten, wenn man erst, nachdem der Funke eine Zeit lang stattgefunden hat, die Bestimmung des Momentes der Oeffnung nach der angegebenen Methode vornimmt. Im Versuch 8 liegen die einzelnen Oscillationen um 0,0005 der Theilung von einander entfernt. Ein ganzer Umlauf des

Rades  $U$  ist gleich  $0,102$  Sec. Also ist die Dauer einer Oscillation gleich  $\frac{1}{20000}$  Sec.

Die erste Oscillation dauerte immer beträchtlich länger, und dieß kommt wohl daher, daß der Moment der Oeffnung kein vollkommen plötzlicher ist. Denn der wirklichen Oeffnung wird fast unter allen Umständen ein kurzer Moment mangelhaften Contactes und stärkeren Widerstandes vorangehen, namentlich bei Anwendung von Quecksilber. Dieß wird ganz besonders der Fall seyn, wenn sich bei Anwendung starker Ströme größere Funken bei der Oeffnung bilden. Daher scheint mir für den Oscillationsvorgang die Dauer der ersten Oscillation nicht maassgebend zu seyn, da sie unter störenden Einwirkungen zu Stande kommt. Bei Anwendung schwacher Ströme ergab sich die Dauer derselben im Mittel zu  $0,0001$  Sec.

Die Dauer aller Oscillationen zusammen genommen, schwankt nach der Stärke der angewendeten Ströme. Bei einer Kette von 2 Grove betrug die Zeit von der Oeffnung bis zu den kleinsten noch zu beobachtenden Oscillationen  $0,0014$  Sec., bei einem Daniel nur  $0,0007$  Sec.

Um nun die Bedingungen näher festzustellen, unter denen diese Oscillationen in der secundären Spirale zu Stande kommen, legte ich mir zunächst die Frage vor, wie sich der Strömungsvorgang in dieser Spirale verhalte, wenn sie während eines solchen Versuches dauernd geschlossen bleibt. Zu diesem Zwecke wurde in die Leitung der secundären Spirale zwischen die Punkte  $r$  und  $t$  (Fig. 1, Taf. IV) ein Rheostat als Nebenschließung eingeschaltet, so daß der Strom der Spirale jeder Zeit auf dem Verbindungswege  $rt$  zu Stande kam. Ich benutzte als Rheostat das du Bois-Reymond'sche Rheochord, welches aus zickzackförmig hin und hergeführten Platindrähten besteht und die in diesem Falle wesentliche Bedingung erfüllt, auf sich selbst keine Induction auszuüben. Durch den Contact  $d$  wird nun in bestimmten Momenten ein Nebenstrom aus dem Rheochord der Bussole zugeführt, indem man ganz in der oben angegebenen Weise den Versuch anstellt. Jetzt werden natür-

lich die Ausschläge der Bussole kleiner werden, da der Strom sich auf Rheochord und Bussole vertheilt; und um das Resultat dieser Versuchsweise direct mit dem der ersteren vergleichen zu können, habe ich in einigen Versuchen das Rheochord auch zwischen die Punkte  $r't$  eingeschaltet. Dann ist, wie man sieht, das Verhältniß der Widerstände im Leitungskreise, abgesehen von der sehr kurzen Strecke  $rr'$  dasselbe wie bei der Einschaltung des Rheochords zwischen  $r$  und  $t$ , dagegen ist dann die Spirale offen wie in den ersten Versuchen. Mit Hülfe einer einfachen Vorrichtung von sechs Quecksilbernäpfchen konnte ich schnell hintereinander das Rheochord zwischen  $rt$  oder  $r't$  einschalten.

Im nachfolgenden Versuche bedeutet die Rubrik  $rt$  die Ausschläge bei der ersten und  $r't$  die Ausschläge bei der zweiten Anordnung.

Versuch 4. Kette von 2 Grove. Rollen übereinander, Rheochordlänge gleich 40 Meter Platindraht von  $\frac{1}{3}$  mm Durchmesser.

$$Sch_1 = 0,945$$

$$Sch_2 = 0,914$$

<i>Sch</i>	<i>rt</i>	<i>r't</i>	<i>Sch</i>	<i>rt</i>	<i>r't</i>
0,919		0	0,906	+38	.
0,918	.	+10,5	0,905	+40	.
0,917	.	+11	0,904	+33	.
0,916	.	+ 5,5	0,903	+38	.
0,915	.	+92	.	.	.
0,914	+76	+*)	0,890	+15	.
0,913	+60	+	0,880	+ 7	.
0,912	+89,5	-48	0,870	+ 5	.
0,911	+49	+29			
0,910	+55	$\pm$ dann +14	$UF = 24$		
0,909	+59	-12	$5 UF = 119 U$		
0,908	+38	-11	$U = 0,105''$		
0,907	+57	+ 1,5			

\*) Ueber die Scale.

## Versuch 6. 2 Grove. Rheochord 40 M.

$$Sch_1 = 0,942$$

$$Sch_2 = 0,908$$

Sch	rt	Sch	rt
0,9085	0	0,903	+54
0,908	— 9	0,902	+59
0,907	+ 8	0,901	+50
0,906	+66	0,900	+45
0,905	+38	0,899	+47
0,904	+60		

$$UF = 24$$

$$5 UF = 119 U$$

Diese Versuche beweisen nun ganz überzeugend, daß in einer dauernd geschlossenen secundären Spirale der Oeffnungsinductionsstroms nicht aus abwechselnd gerichteten Strömen besteht, sondern immer die positive Richtung beibehält. Während die Anordnung *r't* die schon beobachteten Oscillationen zeigte, gab die Anordnung *rt* immer positive Ausschläge. In der geschlossenen secundären Spirale kommen also keine aus alternirenden Strömen bestehenden Oscillationen zu Stande.

Sehr deutlich ergibt sich aus diesen Versuchen das Verhältniß der Stromstärken in der secundären Spirale bei der Anordnung *r't* und *rt*. Die Stromstärke der ersten Oscillation von *r't* ist bedeutend größer als die der Anordnung *rt* zu derselben Zeit, dann aber nehmen die Oscillationen schnell an Höhe ab, während der Oeffnungsinductionsstrom der Anordnung *rt* nur langsam von seiner Höhe auf Null herabsinkt, nachdem er ziemlich schnell sein Maximum erreicht hatte. Im Versuch 4 befindet sich das Maximum dieses Stromes 0,0002" Sec. nach der Oeffnung des primären Kreises. Die Dauer dieses Stromes ist, wie man sieht, ziemlich beträchtlich, denn es konnten noch 0,002 bis 0,003 Sec. nach dem Momente der Oeffnung schwache Ausschläge im Sinn dieses Stromes beobachtet werden.

Sehr auffallend ist nun ferner, daß die Curve des Oeffnungsstromes in der geschlossenen Spirale ganz deutliche

kleinere Maxima und Minima in ihrem Verlaufe zeigt. Fast regelmässig finden wir in den angeführten Versuchen von einem Theilstrich zum andern ein mässiges Auf- und Abschwanken der Stromstärke. Diese Erscheinung kann wohl nicht durch Beobachtungsfehler bedingt seyn, da wir sehen werden, dass unter anderen Bedingungen dieselbe nicht eintritt. Wir erkennen daraus, dass auch bei dieser Anordnung ein oscillatorischer Vorgang in der secundären Spirale stattfindet, der sich durch Oscillationen der Stromstärke kund giebt. Die Maxima und Minima derselben liegen im Mittel  $0,0001''$  von einander ab. Aber zu Oscillationen von alternirender Richtung kommt es unter den gegebenen Umständen nicht.

Helmholtz hat aus seiner Theorie (s. l. c. §. 31) den Schluss gezogen, dass auch, wenn die secundäre Spirale durch einen Leiter von grossem Widerstande, z. B. durch einen Nerven, geschlossen ist, Oscillationen stattfinden müssten. Aus den angeführten Versuchen sieht man, dass Oscillationen der Stromstärke auch schon bei geringerem Widerstande zu beobachten sind, und da diese Oscillationen offenbar dieselbe Ursache haben wie die alternirenden Oscillationen der offenen Spirale, so ist es wohl möglich, dass sie bei Vergrösserung des Widerstandes im Kreise der secundären Spirale immer stärker auftreten. Man kann sich vorstellen, dass, wenn der Widerstand im Kreise der secundären Spirale wächst, dann die Curve des Oeffnungsschlages sich immer mehr der Form der Curve Fig. 2 Taf. IV nähert, bis sie schliesslich bei unendlich grossem Widerstande in die letztere übergeht. Ich habe die Absicht, in der Fortsetzung dieser Versuche durch Einführung von Flüssigkeiten in den Kreis der secundären Spirale diesen Punkt experimentell zu erledigen.

Zunächst wandte ich mich nun zu anderweitigen Versuchen, um die Bedingungen, unter denen die alternirenden Oscillationen zu Stande kommen, noch weiter zu verfolgen. In den bisherigen Versuchen wurde der Kreis der primären Spirale vollständig geöffnet, so dass der Strom in dieser sehr schnell unter Bildung eines Funkens auf Null herabsank. Ich legte mir nun die Frage vor, wie der Vorgang sich ge-

stalten würde, wenn man die Bedingung einführt, daß der Strom der primären Spirale nicht plötzlich, sondern langsamer ohne Bildung eines Funkens verschwindet. Man erreicht dies bekanntlich, wenn man zum Kreise der Spirale eine Nebenschließung anbringt. Es wurden also die Enden der sekundären Spirale mit zwei Kupferplatten verbunden, welche in Kupfervitriollösung eintauchten. Im Uebrigen blieb die Anordnung dieselbe wie sie in Fig. 1 Taf. IV dargestellt ist.

Versuch 1. 2 Grove.

$$Sch_1 = 0,950$$

$$Sch_2 = 0,916.$$

Sch	A	Sch	A
0,952	0	0,945	-116
0,951	0	...4	-110
0,950	-26	...2	-98
0,949	-161	...0	-63
0,948	-138	...8	-60
...7	-129	...5	-49
...6	-127	...2	-38

Sch	A	
0,929	-28	$UF = 23,5$
...6	-24	
...3	-16	$5 UF = 119 U$
...0	-11	
..17	-10	
..14	+32	
..11	+132	
..08	+98	
...5	+72	
...2	+63	
0,899	+46	
...6	+31	
...3	+22,5	
0,890	+17,5	
0,887	+13	
...4	+10	
...1	+7,5	
0,878	+6	
0,875	+4	
0,870	+2,5	
0,860	0	
0,850	0	
.	.	
.	.	



In diesem Versuche haben die Ausschläge des Schließungsinductionsstromes ein negatives, die des Oeffnungsinductionsstromes ein positives Vorzeichen. Man ersieht gelegentlich aus diesem Versuch, daß der Schließungsstrom mit dem Moment der Schließung beginnt, nach 0,0001" sein Maximum erreicht, und in einer regelmäsig gestalteten Curve abläuft, die sich langsam der Abscisse anschließt. In diesem Falle hatte er nach 0,0033" noch nicht ganz sein Ende erreicht. Oscillationen der Stromstärke sind nicht zur Beobachtung gekommen. Aber auch der Oeffnungsinductionsstrom zeigt unter diesen Bedingungen keine Oscillationen. Die Curve seines Verlaufes behält stets den positiven Werth bei und zeigt keine Oscillationen der Stromstärke. Auch sie beginnt mit dem Moment der Oeffnung, erreicht sehr schnell ihr Maximum und schließt sich äufserst langsam der Abscisse an. Erst nach 0,0046" entziehen sich die Ausschläge der Beobachtung.

Trotzdem also in diesem Falle die secundäre Spirale offen war, so traten doch weder bei Schließung noch bei Oeffnung des primären Kreises Oscillationen auf. Ich verschiebe die Frage, wie der Strömungsvorgang unter diesen Umständen sich in einer geschlossenen secundären Spirale gestaltet, auf spätere Versuche und suche zunächst die Entstehung der Oscillationen weiter zu verfolgen. Wir haben bisher gesehen, daß zum Auftreten der alternirenden Oscillationen in der secundären Spirale zwei Bedingungen nothwendig sind: erstens muß die secundäre Spirale offen seyn, und zweitens muß der Oeffnungsvorgang in der primären Spirale plötzlich stattfinden. Verzögern wir den Abfall des Stromes in der primären Spirale, indem wir sie durch eine Nebenschließung dauernd geschlossen halten, so entstehen keine Oscillationen in der offenen secundären Spirale. Wir haben ferner gesehen, daß auch in der geschlossenen secundären Spirale zwar keine alternirenden Oscillationen, aber doch Oscillationen der Stromstärke entstehen, sobald nur der Oeffnungsvorgang in der primären Spirale ein plötzlicher ist. Da wir nun zwischen den alternirenden Oscillationen

und den nicht alternirenden keinen principiellen Unterschied machen können, vielmehr, wie wir annehmen müssen, die letzteren in die ersteren übergehen werden, wenn der Widerstand im Kreise der secundären Spirale allmählich wächst, so giebt es für das Auftreten von Oscillationen der secundären Spirale im Allgemeinen, nur die eine Bedingung, »dafs der Oeffnungsvorgang im primären Kreise ein plötzlicher sey«.

Man kann sich die Vorstellung machen, dafs beim Vorgange der Induction von einem Leiter auf den andern im inducirten Leiter die entgegengesetzte Elektricitäten von einander getrennt und in entgegengesetzten Richtungen getrieben werden. Ist nun die inducirende Kraft eine momentane, so wird ihre Wirkung gleichsam der eines Stofses ähnlich seyn. Unter solchen Umständen sehen wir, dafs die durch einen solchen Stofs aus ihrer Gleichgewichtslage gebrachten Elektricitäten nicht sofort zur Ruhe kommen. Ist der inducirte Kreis offen, so bemerken wir, dafs die nach der einen Richtung von einander getrennten Elektricitäten, da sie sich nach dieser Richtung hin nicht vereinigen können, gleichsam zurückprallen und die entgegengesetzte Richtung annehmen. Bei diesem Rückschwung aber, welcher der zweiten negativen Oscillation entspricht, schwingen die Elektricitätstheilchen wiederum über ihre Gleichgewichtslage hinaus, und so pendeln sie gleichsam in abwechselnd gerichteten Oscillationen um ihre Ruhelage hin und her, bis das Gleichgewicht wieder hergestellt ist. Ist dagegen die inducirende Kraft nicht eine momentane, sondern eine im Vergleich zur Geschwindigkeit der elektrischen Bewegung langsam wirkende, so werden die nach einer Richtung im offenen inducirten Leiter getrennten Elektricitäten auch langsam wieder in den Zustand des Gleichgewichts zurückkehren.

Um diesen Vorgang durch einen Vergleich anschaulich zu machen, der keineswegs eine Erklärung, sondern nur ein Bild für die Erscheinung der Oscillation geben soll, denke man sich ein Pendel, welches einmal durch eine continuirlich wirkende zu und abnehmende Kraft und ein andermal

durch einen Stofs abgelenkt wird. Führen wir z. B. das Pendel mit der Hand aus seiner Ruhelage und wieder in dieselbe zurück, so ist es nach einer Ablenkung nach dieser einen Richtung zur Ruhe gekommen. Wenn wir aber dieselbe Kraft, die wir hierzu gebraucht haben, dazu verwenden, um dem Pendel einen Stofs in derselben Richtung zu geben, so wird es um die Ruhelage hin und herschwingen, bevor es zur Ruhe kommt.

Noch auf einen wichtigen Punkt möchte ich bei dieser Gelegenheit aufmerksam machen. Hr. Blaserna will in seiner Abhandlung: *«Sullo sviluppo e la durata delle correnti d'induzione»* Palermo 1870, gefunden haben, dafs die Inductionswirkung sich von einer Spirale auf die andere mit merklicher Geschwindigkeit fortpflanze. Er findet bei der Fortpflanzung durch die Luft eine Geschwindigkeit von 270 Meter in der Secunde, und wenn sich zwischen den beiden Spiralen eine Schwefelscheibe von 1,2 bis 1,3 Centim. Dicke befand, so ergab sich eine Geschwindigkeit von nur 52 Meter. Diese Zahlen beziehen sich auf den Vorgang bei der Schließungsinduction. Bei der Oeffnung des primären Stromes soll sich die inducirende Wirkung schneller fortpflanzen, 550 Meter in der Secunde durch die Luft und beim Zwischenschieben einer Guttaperchascheibe soll sie auf 330 Meter herabsinken.

Ich mache nun auf den oben angeführten Versuch 8 aufmerksam, in welchem die beiden Rollen abwechselnd übereinander geschoben, und 12 Centim. von einander entfernt waren. Man sieht, dafs in beiden Fällen die Inductionswirkung mit dem Moment der Oeffnung beginnt, und dafs der Verlauf der ersten Oscillationen in beiden Fällen vollständig zusammen fällt. Wäre eine wahrnehmbare Zeit der Fortpflanzung vorhanden, so hätte sie beim Uebergang der ersten Oscillation in die entgegengesetzte am deutlichsten merkbar seyn müssen. Mit den angewandten Hilfsmitteln ist aber eine solche Zeit nicht zu constatiren; denn wenn der Zeitunterschied in beiden Fällen selbst einem Grad der Theilung des Apparates entspräche, so mufste die

Geschwindigkeit der Induction schon 1200 Meter in der Secunde seyn. Ich habe auch in diesem Versuche mehrere Glasplatten zwischen die Spiralen gestellt, aber gar keinen Unterschied in den hierauf beobachteten Ablenkungen in GröÙe oder Richtung beobachtet.

Ich kann die wesentlichen Differenzen zwischen meinen Versuchen und denen des Hrn. Blaserna in Bezug auf diesen Punkt und in Bezug auf den Verlauf der inducirten Ströme überhaupt, nur in dem Unterschied der angewendeten Apparate suchen. Hr. Blaserna benutzte einen Apparat, in welchem Metallfedern auf in Holz eingelegte Metallstücke schleifen. Dieser Contact scheint nicht genügend sicher zu seyn, und es ist sehr leicht möglich, daß die Federn, sobald sie von Holz auf Metall übergehen, in Folge der veränderten Reibung springen und in Schwingungen gerathen.

### §. 3.

Vorgang in der primären Spirale bei der Oeffnung des Stromes.

Um die Erscheinung der Oscillation weiter zu verfolgen, ging ich nun dazu über, den elektrischen Zustand der primären Spirale zu untersuchen, den sie bei der Oeffnung des Kettenstromes annimmt. Die Anordnung, deren ich mich bediente, ist in Fig. 3 Taf. IV abgebildet. Der Strom der Kette geht durch die Spirale und wird in  $q$  geschlossen und geöffnet. Der Contact  $d$  schließt den zweiten Kreis der Spirale, in welchem sich die Bussole befindet, in beliebigen Zeitmomenten.

Versuch 11. I Daniell. Primäre Spirale des du Bois'schen Schlittenapparates. Galvanometerrolle von 20000 Windungen.

$$Sch_1 = 0,9365$$

$$Sch_2 = 0,9120. \quad ? 0,910.$$

Sch	A	Sch	A
0,912	+ 6	0,909	-60
0,911	+ 7	0,908	+10
0,910	-16	0,907	- 6

Sch	A	Sch	A
0,906	$\pm +11$	0,902	+1
0,905	-2	0,901	-1,5
0,904	+2	0,900	+0,5
0,903	-2,3		

$UF = 22,5$   
 $5 UF = 119 U$

Dauer der ersten negativen Oscillation (Extrastrom) = 0,0002".

In diesen Versuchen, wie in den folgenden, sind diejenigen Ausschläge, welche vom Kettenstrom herrühren, mit + bezeichnet. So lange der Contact  $d$  in die Zeit der Schließung in  $q$  fällt, erhalten wir einen positiven Strom in der Richtung des Pfeiles 1 (Fig. 3), welcher ein Zweigstrom aus der Spirale ist. In dem Moment der Oeffnung aber erscheint ein starker Strom in negativer Richtung der nur kurze Zeit dauert. In diesem Versuche folgen nun noch einige kleine Oscillationen, bevor die elektrische Bewegung in der Spirale zur Ruhe kommt; sie sind aber gegen die erste negative Oscillation sehr schwach.

Sehr interessant ist nun das Verhalten des Oeffnungsfunkens in diesem Versuche. Der in  $q$  entstehende Oeffnungsfunke verschwindet nämlich, sobald der Contact in  $d$  in die Zeit seines Entstehens fällt. Schraubt man den Schieber langsam vor, so kommt ein Punkt, in welchem der Funke eben verschwindet, nun bleibt er eine kleine Strecke verschwunden oder ist doch sehr verkleinert, bis er bei weiterem Vorschieben wieder erscheint. Auf diese Weise gelingt es gleichsam den Funken in seinem Entstehen abzufangen, und man bemerkt, daß sich während dieser Zeit in  $d$  der Rest des abgefangenen Funkens bildet. So kann man an der Theilung die Zeit der Funkenbildung genau ablesen, und man findet, daß diese Zeit mit der Dauer der ersten negativen Oscillation genau zusammenfällt. Bei  $Sch = 0,910 - 0,909$  war der Funke in  $q$  verschwunden und erschien wieder bei 0,908. Bei allen anderen Stellungen des Schiebers war er natürlich vorhanden.

Die erste negative Oscillation ist nun, wie man sieht, nichts Anderes als der sogenannte Oeffnungsextrastrom der

Spirale. Er besitzt in der Spirale dieselbe Richtung wie der Kettenstrom, er tritt also durch den Contact  $d$  in der Richtung des Pfeiles 2, und durchströmt die Bussole in entgegengesetzter Richtung als der Kettenstrom. Kann sich dieser Strom nicht durch eine Nebenleitung zur Spirale abgleichen, so erzeugt er in  $q$  den Oeffnungsfunken. Wird ihm aber durch den Contact  $d$  ein Nebenweg geboten, so gleicht er sich durch diesen ab und der Funke in  $q$  verschwindet.

Ich lasse zunächst noch einige Versuche dieser Art folgen. In diesen ist für die Rolle von 20000 Windungen in die Bussole eine Thermo-Rolle von wenig Windungen aus dickem Drahte eingesetzt, weil diese dem Widerstande der primären Spirale ungefähr entspricht.

Versuch 20. Kette I Daniell. Zwischen die Punkte  $r$  und  $t$  (Fig. 3 Taf. IV) ist das Rheochord eingeschaltet. Rheochordlänge 20 Cm.

$$Sch_1 = 0,9339.$$

$Sch$	Constante Ablenkung	
0,9360	+ 79	
0,9350	+ 79	
0,9340	+ 74	
0,9339	$\pm$ schwankend	} Funke in $q$ verschwunden
0,9336	-246	
0,9335	-476	
0,9332	-226	
0,9380	- minimum	
0,9325	0	
.	.	
.	.	
.	.	
.	.	
.	.	
.	0	

$$UF = 24,8$$

$$5UF = 112 U$$

$$\text{Dauer des Extrastroms} = 0,00009''$$



**Versuch 21. 1 Daniell ohne Rheochord.**

$$Sch_2 = 0,9315 - 0,9350.$$

Sch	A	
0,9350	— über die Sk.	} Funke in $q$ verschwunden
0,9345	— " " "	
0,9343	— " " "	
0,9340	— 200	
		$UF = 24,8$
		$UF = 112 U$

**Versuch 22. 1 Daniell.**

$$Sch = 0,9335 - 0,9340.$$

Sch	A	Sch	A	
0,9290	0	0,9315	— über die Sk.	} Funke geschwächt " verschwunden " geschwächt
0,9295	0	0,9320	— " " "	
0,9300	0	0,9325	— " " "	
0,9305	0	0,9330	— 633	
0,9309	— minim.	0,9335	— 498	
0,9310	— 254	0,9340	+ 367	

$$Sch_2 = 0,9335$$

$$UF = 24,5$$

$$5 UF = 112 U$$

$$\text{Dauer des Extrastroms} \\ = 0,00026''$$

**Versuch 23. 1 Daniell und Rheochord 10 Cm.**

Sch	Constante Ablenkung	
0,9380	+ 51	$Sch_2 = 0,9366$ — 0,9355
0,9370	+ 45	
0,9360	+ 40	$UF = 24,5$ $5 UF = 112 U$
0,9355	+ 35	
0,9350	— 260	
0,9345	0	
0,9340	0	
.	0	
.	.	
.	.	
.	.	
.	.	

In diesen Versuchen sehen wir den Extrastrom stets mit dem Momente der Oeffnung auftreten, indem er als eine nach negativer Richtung erfolgende Oscillation erscheint. Auf dieselbe folgten keine noch durch die Beobachtung merklichen Oscillationen, und es geht also daraus hervor,

dafs in einer solchen Spirale von geringer Windungszahl nach der Oeffnung des Stromes schon nach einer Oscillation die elektrische Bewegung fast vollständig zur Ruhe kommt.

Wenn wir die Dauer des Extrastroms und die entsprechende Dauer des Funkens in den einzelnen Versuchen vergleichen, so finden wir, dafs stärkere Ströme, die einen gröfseren Funken erzeugen, auch einen etwas länger dauernden Extrastrom entstehen lassen. Im Mittel war bei stärkerer Funkenbildung die Dauer des Extrastroms  $\frac{2}{10000}$  Sec. Bei schwächeren Strömen und kleinen Funken war die Dauer des Extrastroms  $\frac{1}{10000}$  bis  $\frac{1}{20000}$  Sec. Man sieht also, dafs die Funkenbildung von Einflufs auf die Dauer des beobachteten Strömungsvorganges ist. Wenn aber der Funken klein gemacht wird, so nähert sich die Dauer des Extrastromes der Dauer einer Oscillation, wie sie die inducirte Spirale zeigt. Fig. 4 Taf. IV zeigt den in diesen Versuchen beobachteten Vorgang graphisch dargestellt.  $hh$  sey die Höhe des von der Kette herrührenden Stromes, so erscheint im Moment der Oeffnung  $o$  ein in der Bussole nach negativer Richtung fliefsender Strom  $p$  von der angegebenen Dauer. Hiernach schiefst sich die Curve  $hpr$  der Abcisse an oder macht nur sehr unbedeutende schwache Oscillation, die sich in den meisten Fällen unter den gegebenen Bedingungen der Beobachtung entziehen.

Es war nun zu vermuthen, dafs wenn man zu diesen Versuchen statt der primären Spirale des du Bois'schen Schlittenapparates, die nur wenig Windungen enthält, eine Spirale von gröfser Windungszahl anwendet, dann auf die erste dem Extrastrome entsprechende Oscillation noch andere deutlich zu beobachtende und mefsbare Oscillationen folgen werden. Die Vermuthung bestätigte sich vollkommen, als ich in die Anordnung der zuletzt beschriebenen in Fig. 3 Taf. IV dargestellten Versuche die secundäre Spirale eines du Bois'schen Schlittenapparates, welche 6894 Windungen zählt, einfügte. Ich setzte ferner in diesen Versuchen in die Bussole die Rolle von 20000 Windungen ein.

## Versuch 24. 1 Daniell.

Sch	A	Sch	A
0,9370	+ 11	0,9345	-26
0,9365	$\pm$	0,9340	+24
0,9360	- 94	0,9335	- 36
0,9355	-104	0,9330	+17
0,9350	+127	0,9325	+10

Sch	A	
0,9320	-21	
0,9315	+21	
0,9310	+14	
0,9305	- 9	
0,9300	-15	
0,9295	+ 4	
0,9290	+ 6	
0,9285	0	

Sch = 0,9365  
UF = 24  
5 UF = 112 U

## Versuch 27. 1 Daniell.

Sch	A	Sch	A
0,9360	+ 16	.	.
0,9350	+ 15	.	.
0,9345	-251	.	.
0,9340	-245	.	.
0,9335	- 64	0,9290	+23
0,9334	+214	0,9285	-14
0,9330	-125	0,9280	+30
0,9325	- 73	.	.
0,9322	+ 97	.	.
0,9320	+ 48	.	.
0,9318	- 74	0,9250	+ 5
0,9315	+ 56	0,9245	- 4

$$Sch_2 = 0,9345$$

$$UF = 22$$

$$5 UF = 128 U$$

## Versuch 28. 1 Daniell.

Sch	A	Sch	A
0,9405	+ 17	0,9365	+17
0,9400	-193	0,9360	$\pm$
0,9395	-171	.	.
0,9390	-134	.	.
0,9385	+ 58	.	.
0,9380	- 33	.	.
0,9375	+ 37	0,9300	+ 2
0,9370	- 15	0,9295	- 2

$$Sch_1 = 0,9400$$

$$UF = 22,5$$

$$5 UF = 128 U.$$

Aus diesen Versuchen erkennt man nun, daß in einer primären Spirale von größerer Windungszahl nach der Oeffnung des Stromes die elektrische Bewegung erst nach einer größeren Anzahl von alternirenden Oscillationen zur Ruhe kommt. Diese Oscillationen stimmen in ihrer Erscheinung ganz mit denen überein, welche in einer offenen secundären Spirale bei der Oeffnung des primären Stromes auftreten. Der zeitliche Verlauf der bei diesem Vorgang an der Bussole wahrgenommenen Ströme ist in Fig. 5 Taf. IV dargestellt.  $hh$  bedeutet wiederum die Stärke des vom Kettenstromes während des Schlusses in  $q$  abgeleiteten Stromzweiges. In dem Momente der Oeffnung  $o$  beginnt die dem Extrastrom entsprechende erste Oscillation, welche an der Bussole Ausschläge nach negativer Richtung erzeugt. Dann folgen alternirend die Oscillationen in positiver und negativer Richtung, indem sie an Stärke abnehmen und schließlich sich der Beobachtung entziehen. Wenn zuweilen in den angeführten Versuchen Ausschläge nachfolgender Oscillationen größer erscheinen als die vorhergehenden, so kann dies nur daher kommen, daß es nicht immer gelingt die Maxima derselben genau zu treffen. Berechnen wir ferner, abgesehen von der ersten Oscillation, die Zeitdauer derselben, so finden wir im Mittel wiederum hierfür den Werth von  $\frac{1}{20000}$ ". Nur die erste Oscillation dauert länger und hat in diesen Versuchen den Werth von  $\frac{1}{10000}$ ", trotzdem bei der Oeffnung in  $q$  wegen der geringen Stromstärke kein bei Tageslicht sichtbarer Funke entstand. Dies kommt wohl daher, daß auch abgesehen von der Funkenbildung der Vorgang der Oeffnung bei dieser Versuchsart kein absolut momentaner seyn kann.

Es war nun nothwendig, diesen zuletzt beobachteten Vorgang in der offenen primären Spirale mit dem Vorgang in der geschlossenen primären Spirale zu vergleichen. In die Anordnung von Fig. 3 Taf. IV wurde daher zwischen die Punkte  $r't'$  das Rheochord eingeschaltet, so daß die Spirale durch dieses dauernd geschlossen war.

**Versuch 25. Spirale von 6894 Windungen. 1 Daniell.**  
Rheochord-Länge gleich 40 Meter. Rolle von wenig Windungen in der Bussole.

$$Sch = 0,930.$$

Sch	A	
0,931	+565	$UF = 22$ $5 UF = 128 U$
0,930	+221	
0,929	— 15	
0,928	— 13	
0,927	— 7	
0,926	— 8	
0,925	— 9	
0,924	— 4	
0,923	— 6,5	
0,922	— 6	
0,921	— 3	
.	.	
.	.	
.	.	
0,910	— 2	

**Versuch 26. Primäre Spirale des Schlittenapparates.**  
1 Daniell. Rheochordlänge 2 Meter.

Sch	A	Sch	A
0,9310	+130	0,9240	—46
0,9300	—206	0,9230	—27
0,9290	— über die Sk	0,9220	—17
0,9280	—246	0,9210	—7
0,9275	—283	0,9200	—3,5
0,9270	—216	0,9180	—2
0,9265	—113	0,9150	0
0,9260	—99		
0,9255	—107		
0,9250	—82		

$$Sch_2 = 0,9307$$

$$UF = 22.$$

$$5 UF = 128 U.$$

Aus diesen Versuchen geht nun hervor, daß in der geschlossenen Spirale bei Oeffnung des Stromes keine alternirenden Oscillationen auftreten. Auch Oscillationen der Stromstärke sind nicht mit Sicherheit beobachtet, vielmehr zeigt der im Moment der Oeffnung beginnende Extrastrom, der durch die Bussole in negativer Richtung fließt, eine

Curve des Verlaufes, die nach  $\frac{1}{10000}$ " ihr Maximum erreicht, dann etwas schnell und zuletzt sehr langsam sich der Abscisse nähert. Die Dauer des Extrastromes betrug 0,0015 bis 0,002".

#### §. 4.

Das in den letzten Versuchen erhaltene Resultat, in welchem wir den Verlauf des Oeffnungextrastromes in der geschlossenen Spirale beobachtet haben, stimmt vollständig mit dem überein, was Helmholtz theoretisch und experimentell über den Verlauf dieses Stromes ermittelt hat<sup>1)</sup>. Denken wir uns theoretisch den einfachsten Fall, dass in einem geschlossenen Kreise, der durch eine Kette und eine Spirale gebildet wird, in einem gegebenen Moment plötzlich die elektromotorische Kraft der Kette Null wird, so kann sich der entstehende Oeffnungsextrastrom durch die geschlossene Leitung von unverändertem Widerstande gleichen. Bezeichnen wir nach Helmholtz die elektromotorische Kraft der Kette mit  $E$ , den Widerstand der ganzen Leitung mit  $W$  und das Potential der Spirale auf sich selbst mit  $P$ , so ist die Intensität  $i$  des Oeffnungsextrastroms zur Zeit  $t$ :

$$i = \frac{E}{W} \cdot e^{-\frac{W}{P} \cdot t}$$

und die Gesammtintensität desselben

$$O = \frac{E \cdot P}{W^2}.$$

In Fig. 6 Taf. IV sey über der Abscisse der Zeit  $oe'$  die Intensität des Kettenstromes  $ii$  verzeichnet, so verläuft in dem Moment  $o$ , in welchem der Kettenstrom verschwindet, der Oeffnungsextrastrom in der Curve  $iee'$ . Wenn aber der Kreis der Spirale nicht geschlossen bleibt, sondern im Moment  $o$  die Leitung an einem Punkte unterbrochen wird, so sollte in der Spirale die Stromintensität momentan von  $i$  auf  $o$  fallen. Dieß ist aber in Wirklichkeit nicht der Fall, weil der

1) Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 505. 1851.

Poggendorff's Annal. Bd. CXLII.



entstehende Oeffnungsfunke den Vorgang der Oeffnung verzögert. Bezeichnen wir nun die Dauer des Funkens mit  $oq = \tau$ , so wird die Intensität des Stromes in der Spirale in einer ihrer Gleichung nach unbekannten Curve von der Form  $iq$  auf Null herabsinken.

Wenn wir nun auf den in Fig. 5 dargestellten Versuch zurückgehen, so haben wir hier denjenigen Fall vor uns, in welchem die Leitung des Kreises unterbrochen wird. Die Spirale ist nicht dauernd geschlossen, aber sie kann in jedem Moment durch den Contact  $d$  momentan geschlossen werden. Wir können uns daher berechnen, was eintreten muß, wenn für einen beliebigen Moment innerhalb der Zeit  $\tau$  die Spirale geschlossen ist.

Wenn wir die Intensität des absinkenden Stromes  $iq$  zur Zeit  $t$  mit  $i$  bezeichnen, so ist die elektromotorische Kraft der Induction in diesem Moment  $= -P \cdot \frac{di}{dt}$  und wenn wir annehmen, daß der Widerstand des zur Zeit  $t$  geschlossenen Kreises der Spirale gleich dem Widerstand  $W$  des kurz vorher geöffneten Kreises der Kette und Spirale ist, so ist die Intensität des im Moment  $t$  inducirten Stromes

$$J = - \frac{P}{W} \frac{di}{dt}.$$

Nun kann man sich vorstellen, daß für jeden Moment innerhalb der Zeit  $\tau$  ein solcher Werth für  $J$  existirt.

Der Versuch von Fig. 3 Taf. IV zeigt auch, daß man annähernd diese Werthe einzeln erhält, wenn man den Contact  $d$  innerhalb der Zeit  $\tau$  verschiebt. Aber diese Werthe können niemals zugleich existiren; denn wenn die Spirale innerhalb der ganzen Zeit  $\tau$  geschlossen wäre, so müßte die Intensität  $i$  bis zum Moment  $q$  (Fig. 10 Taf. II) in der Curve  $iee'$  verlaufen.

Wenn man nun die Summe der in dem Zeitraum  $\tau$  unter den angegebenen Bedingungen entstehenden Intensitäten berechnet, so hat man die Gesamtintensität der ersten Oscillation

$$\int_0^{\pi} J dt = - \frac{P}{W} \int_0^{\pi} \frac{E}{W} di$$

$$\text{und } \int_0^{\pi} J dt = \frac{P \cdot E}{W^2}.$$

»Die Gesammtintensität der ersten Oscillation ist also bei gleichen Widerständen im Kreise der Spirale gleich der Gesammtintensität des Oeffnungsextrastromes in der geschlossenen Spirale.«

In Fig. 6 entsprach die Curve *opq* der ersten Oscillation von Fig. 4 und Fig. 5. Sie ist hier positiv genommen, weil sie in der Spirale selbst dieselbe Richtung hat wie der Kettenstrom. Der Flächeninhalt von *opq* muß also nach der oben geführten Rechnung gleich dem Flächeninhalt von *oiee'* seyn.

Aus diesen Betrachtungen wird uns nun zunächst die Bedeutung der ersten Oscillation, wie sie in Fig. 5 und Fig. 2 dargestellt ist, vollständig klar. In dem Fall von Fig. 5 handelt es sich um den Vorgang in der offenen primären Spirale, in Fig. 2 um denselben Vorgang in der offenen secundären Spirale. Für beide Spiralen gelten hier dieselben Formeln, und es wird uns daher verständlich, daß die ersten Oscillationen von Fig. 5 und Fig. 2 sich in Dauer und Verlauf einander vollkommen entsprechen.

Wenn nun die oben angewandten Formeln des Inductionsgesetzes richtig sind, so ist es klar, daß nach dem Ende des Funkens weder in der offenen primären, noch secundären Spirale eine elektrische Bewegung stattfinden könnte. Diefs ist auch nahezu der Fall, wenn wir den Zustand einer Spirale von wenig Windungen darauf hin untersuchen, z. B. die primäre Spirale des du Bois'schen Schlittenapparates, in der wir auf die erste dem Extrastrom entsprechende Oscillation keine erheblichen Oscillationen mehr folgen sahen. Anders dagegen in einer Spirale mit

vielen Windungen. Hier sehen wir auch nach dem Ende des Funkens die elektrische Bewegung noch fortdauern, indem sich alternirende Oscillationen bilden, welche immer schwächer werdend erst nach verhältnißmäßig beträchtlicher Zeit sich der Beobachtung entziehen.

Es möchte mir erlaubt seyn, zum Schluß dieser Abhandlung eine Betrachtung mitzutheilen, die, wie ich glaube, im Stande ist, den Vorgang der Oscillation anschaulich zu machen. Wir gehen dabei von dem einfachen Falle aus, daß in einem Element eines Leiters durch momentane Induction ein Strom erzeugt wird und wollen sehen, unter welchen Voraussetzungen in dem offenen Leiter eine oscillirende Bewegung der elektrischen Massen möglich ist.

Wenn wir Fig. 7 Taf. IV einen Leiter *ll* haben und ihn in einzelne Elemente 1, 2, 3, ... zerlegen, so können wir uns denken, daß, so lange er von keinem Strome durchflossen ist, die positiven und negativen Elektricitäten in jedem Elemente mit einander vereinigt sind und sich im Ruhezustande befinden. Sobald aber durch den Leiter, der zum Kreise geschlossen sey, ein Strom in der Richtung des Pfeiles geht, so kann man sich vorstellen, daß sich die positiven Elektricitäten nach der einen Richtung, die negativen nach der anderen Richtung wenden. Nun müssen wir analog der Vertheilung der magnetischen Flüssigkeiten im Eisen die Voraussetzung machen, daß die Elektricitätstheilchen nicht ein Continuum bilden, sondern daß sie von Element zu Element getrennt vertheilt sind. Daher muß denn bei der Bewegung der Elektricität durch den Strom auch ein Zustand des Leiters *ll* eintreten, in welchem die Elektricitäten jedes Elementes die in Fig. 8 Taf. IV abgebildete Stellung haben. In diesem Moment haben sich die Elektricitäten jedes Elementes von einander getrennt, aber sie haben sich noch nicht mit den entgegengesetzten Elektricitäten der nächsten Elemente wieder vereinigt. Diesen Moment der Vereinigung stellt Fig. 9 dar, wo die positive Elektricität von Element 1 sich mit der negativen von Element 2 usw.

vereinigt hat. Nach dieser Vorstellung besteht also der Strom in einer fortschreitenden Zerlegung und Wiedervereinigung der entgegengesetzten El. von Element zu Element nach bestimmter Richtung.

Wenden wir nun diese Anschauung auf die Erscheinung der Induction an. Es sey (Fig. 10) ein Element 1 gegeben, dessen Elektricitäten sich im Ruhezustande befinden. Wenn auf dasselbe eine momentane Induction eingewirkt hat, so wird es nach bestimmter Zeit den Zustand 2 annehmen, wenn sich die El. in der Richtung der Pfeile bewegen. Ist in diesem Moment das Element zu einem Kreise geschlossen, so ist der Vorgang derselben wie in Fig. 8 und 9, indem sich die getrennten El. mit denen der nächsten Elemente wieder vereinigen und demnach sofort zur Ruhe kommen. Ist aber das Element in diesem Moment nicht geschlossen, so kann keine Vereinigung in der Richtung der Bewegung stattfinden, und es bleibt keine andere Möglichkeit übrig, als das die El. wieder in ihre frühere Ruhelage zurückschwingen. Es muß demnach ein Moment 3 eintreten, in welchem sich die El. wieder in der entgegengesetzten Richtung mit einander vereinigt haben. Vergleichen wir nun diese Vorstellung mit den beobachteten Thatsachen, so erblicken wir in dem Moment 2 den Strom der ersten Oscillation, welcher dem Inductionsstrom bei geschlossenem Leiter gleichgerichtet ist, und in dem Moment 3 erkennen wir die zweite Oscillation von entgegengesetzter Richtung.

Somit hätten wir aus den vorstehenden Annahmen für das Entstehen der zwei ersten Oscillationen eine Erklärung gefunden. Da wir aber sehen, daß in einer Spirale von vielen Windungen weit mehr Oscillationen entstehen, so müssen wir noch zu einer anderen Annahme greifen. Wir müssen nämlich annehmen, daß die El.-Theilchen bei ihrem Rückschwingen in die Stellung 3 über ihre Gleichgewichtslage hinausgehen. Dann tritt ein Zustand 4 ein, in welchem die zweite Oscillation ihr Ende erreicht und eben die dritte Oscillation beginnt. So pendeln die El.-Theilchen in immer

schwächer werdenden Schwingungen um ihre Gleichgewichtslage, bis sie in dieser zur Ruhe kommen. Eine jede Schwingung entspricht nach dieser Darstellung einer Oscillation.

Wir haben mit dieser Annahme den El.-Theilchen eine Eigenschaft vindicirt, die man bisher nur den körperlichen Massen zugeschrieben hat, nämlich *Trägheit*. Nur wenn die El.-Theilchen Trägheit besitzen, ist es denkbar, daß sie bei der Rückkehr in die Gleichgewichtslage über dieselbe hinausschwingen, ebenso wie ein Pendel, das um die Ruhelage schwingt. Die Elongation dieser Schwingungen muß ferner an Größe abnehmen, indem wir den elektrischen Widerstand eines jeden Leiters gleichsam als eine innere Reibung zu betrachten haben, durch welche die Bewegung vernichtet wird. Als Aequivalent der verschwundenen elektrischen Bewegung muß dann in diesem Falle Wärme auftreten, und es wäre daher zu untersuchen, wie es sich mit der Erwärmung eines nicht geschlossenen inducirten Leiters verhält.

Nach der eben entwickelten Ansicht ist nun die Erscheinung der Oscillation ein Vorgang, der in jedem Element der inducirten Spirale abläuft. Man darf nicht annehmen, daß die entgegengesetzten El. zuerst an die Enden der Spirale getrieben werden, dann zurücklaufen durch die ganze Länge der Spirale, um den anderen Pol derselben zu erreichen und so mehremale hin und her schwanken, sondern man muß sich denken, daß die in Fig. 10 Taf. IV dargestellte Schwingung der El. in jedem Element der Spirale vorsichgeht. Wenn z. B. Fig. 8 den Leiter einer Spirale vorstellt, der nicht geschlossen ist, so wird in dem dargestellten Moment der Pol bei 7 positiv und der bei 1 negativ geladen seyn. Tritt nun in jedem Element die Oscillation ein, so wird nach Vollendung derselben der Pol bei 1 positiv bei 7 negativ sein, und so geht der Vorgang periodisch bis zum Erlöschen weiter.

Wollte man annehmen, daß bei dem Vorgange der Oscillation die Elektricitäten von einem Pole der Spirale

zum entgegengesetzten hin und herwandern, so müßte die Dauer einer Oscillation mit der Zeit der Fortpflanzung durch die Spirale übereinstimmen. Nun besitzt die angewandte Spirale von 6894 Windungen höchstens 1000 Meter Drahtlänge, und wenn wir die Oscillation zu  $\frac{1}{20000}$ '' annehmen, so erhielten wir eine Geschwindigkeit von 2800 Meilen. Das kann aber nach unserem jetzigen Wissen von der Geschwindigkeit der El. unmöglich die Zeit der Fortpflanzung der El. durch die Spirale seyn.

Die Dauer der Oscillation ist also nach unserer Vorstellung nicht abhängig von der Länge der Spirale, sie selbst besteht nicht in einer Fortpflanzung elektrischer Flüssigkeit von einem Pol der Spirale zum anderen, sondern sie vollzieht sich gleichmäfsig in jedem Elemente der Spirale. Wir können daher diese Anschauung in dem Satze zusammenfassen:

»Die Dauer einer Oscillation ( $\frac{1}{20000}$ '') ist diejenige Zeit, in welcher die entgegengesetzten Elektricitäten in einem Element eines Leiters *eine* Schwingung um ihre Gleichgewichtslage vollenden.«

Wenn wir nun die oben ausgesprochene Hypothese auf unsere Versuche anwenden, so werden, wie mir scheint, die beobachteten Resultate der Anschauung in erheblichem Grade näher gerückt. Haben wir eine offene Spirale, so entsteht in dieser durch momentane Induction der angenommene Oscillationsvorgang in jedem Elemente ihrer Leitung. Wird nun zu irgend einer Zeit, während der Dauer dieses Vorganges, der Kreis der Spirale geschlossen, so hört in diesem Moment der Oscillationsvorgang als solcher auf und es entsteht stattdessen ein Strömungsvorgang. Die Richtung und Stärke dieses Stromes ist abhängig von der Richtung und der Geschwindigkeit der Electricitätstheilchen in diesem Moment. Dann findet kein Rückschwung der Theilchen mehr statt, sondern es tritt ein Austausch der El. von Element zu Element ein, wie wir den Strömungsvorgang in Fig. 7 bis 9 dargestellt haben. Daher haben wir



denn in den Versuchen an der inducirten offenen Spirale alternirende Ströme beobachtet, deren Dauer, Stärke und Richtung dem Zustande der in jedem Element um ihre Ruhelage schwingenden Elektricitätstheilchen entspricht. Noch mit Versuchen über diesen Gegenstand beschäftigt, kann ich es bisher noch nicht übersehen, ob die aufgestellte Hypothese einer theoretischen Entwicklung unter bestimmten Annahmen über die wirkenden Kräfte zugänglich sey.

Heidelberg, Anfangs August 1870.

---

#### IV. Ueber den Einfluss der Dichtigkeit und Temperatur auf die Spectra glühender Gase; von F. Zöllner.

(Mitgetheilt vom Verf. aus d. Berichten d. königl. sächs. Gesellschaft d. W.)  
Sitzung vom 31. October 1870.

##### 1.

Jeder gasförmige Körper kann mit Rücksicht auf die von ihm ausgesandten Strahlen in zwei, scheinbar von einander wesentlich verschiedenen Zuständen existiren. In dem einen lassen sich die Strahlen in ein sogenanntes *discontinuirliches* Spectrum mit stark hervortretenden Maximis der Helligkeit, in dem andern Zustande in ein *continuirliches* Spectrum ausbreiten.

Beide Zustände sind analog den Aggregatzuständen, nur Functionen des Druckes und der Temperatur. Durch die Untersuchungen von Frankland, Wüllner u. A. ist erwiesen, dass im Allgemeinen durch Steigerung der Temperatur und des Druckes der *spectral-discontinuirliche* Zustand in den *spectral-continuirlichen* Zustand übergeht. Beiden Zuständen gemeinsam ist jedoch die *Transparenz des glühenden Körpers* und eine genauere Berücksichtigung dieser

Eigenschaft in Verbindung mit einer Eigenschaft der von Kirchhoff in seiner Abhandlung: »Ueber das Verhältniß zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht«<sup>1)</sup> mit  $J$  bezeichneten Function ist, wie ich glaube, ausreichend, um folgende Erscheinungen zu erklären:

1. Die Verbreiterung der Linien discontinuirlicher Gasspectra durch Steigerung des Druckes.
2. Die Verwandlung eines discontinuirlichen Spectrums in ein continuirliches durch Steigerung des Druckes.
3. Die Continuität der Spectra glühender Körper im festen oder flüssigen Aggregatzustande.
4. Die Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses zweier Spectrallinien vom Druck.
5. Die Abhängigkeit der Spectra verschiedener Ordnung von der Temperatur.

## 2.

Es bezeichne:

$E_\lambda$  eine homogene Lichtmenge von der Wellenlänge  $\lambda$ , welche von der Flächeneinheit einer ebenen, unendlich großen leuchtenden Gasschicht von der Einheit der Dicke senkrecht ausgestrahlt wird.

$A_\lambda$  die von dieser Schicht absorbirte Lichtmenge von derselben Wellenlänge in Theilen der auffallenden Lichtmenge.

Denkt man sich nun eine beliebige Anzahl  $m$  solcher Schichten hintereinander befindlich und berechnet diejenige Lichtmenge  $E_{\lambda m}$ , welche von der Flächeneinheit der auf diese Weise gebildeten Schicht von der Dicke  $m$  senkrecht ausgestrahlt wird, so erhält man hierfür den folgenden Ausdruck:

$$E_{\lambda m} = \frac{1 - (1 - A_\lambda)^m}{A_\lambda} \cdot E_\lambda \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Bezeichnen  $E_{\lambda_1}$  und  $A_{\lambda_1}$  die entsprechenden Größen für eine von der obigen nur sehr wenig verschiedene Wel-

1) Pogg. Ann. Bd. CIX, S. 291 ff.

lenlänge  $\lambda_1$ , so daß bei Ausbreitung der von der betrachteten Gasschicht ausgesandten Lichtmenge zu einem Spectrum die Werthe  $\lambda$  und  $\lambda_1$  zwei unmittelbar benachbarten Stellen des Spectrums entsprechen, so hat man:

$$E_{\lambda_1, \infty} = \frac{1 - (1 - A_{\lambda_1})^{\infty}}{A_{\lambda_1}} E_{\lambda_1}.$$

Es bedarf nicht der besonderen Erwähnung, daß im concreten Falle, wo die Breite der verglichenen Spectraltheile nicht unendlich klein seyn darf, die Werthe von  $\lambda$  und  $\lambda_1$  als Mittelwerthe für die aneinander gränzenden schmalen Lichtstreifen im Spectrum aufzufassen sind.

Für das Helligkeitsverhältniß dieser benachbarten Stellen des Spectrums erhält man demnach, wenn  $\frac{E_{\lambda}}{A_{\lambda}} = J_{\lambda}$  und  $\frac{E_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}} = J_{\lambda_1}$  gesetzt wird:

$$\frac{E_{\lambda, \infty}}{E_{\lambda_1, \infty}} = \frac{[1 - (1 - A_{\lambda})^{\infty}] J_{\lambda}}{[1 - (1 - A_{\lambda_1})^{\infty}] J_{\lambda_1}} \cdot \cdot \cdot \quad (2)$$

### 3.

Die Größen  $J_{\lambda}$  und  $J_{\lambda_1}$  sind zwei Werthe des Verhältnisses des Emissions- und Absorptionsvermögens für zwei sehr wenig von einander verschiedene Werthe der Wellenlänge bei derselben Temperatur.

Diese GröÙe, multiplicirt mit einer Constanten, ist aber nichts anderes als die von Kirchhoff in der oben erwähnten Abhandlung mit  $J$  bezeichnete Function der Wellenlänge und Temperatur.

Diese Function besitzt folgende bemerkenswerthe Eigenschaften:

1.  $J$  ist unabhängig von den besonderen Eigenschaften der Körper. (Vgl. Kirchhoff, l. c. S. 392).
2. Für eine constante Temperatur, also bei ein und demselben Spectrum, ändert sich  $J$  continuirlich mit der Wellenlänge bis zu demjenigen Werthe der letzteren, wo  $J$  verschwindet (Ibid. S. 393).
3. »Mit dem höchsten Grade der Wahrscheinlichkeit läßt sich auch aussprechen, daß die Function  $J$  bei gleich-

bleibender Temperatur keine stark hervortretende Maxima oder Minima darbietet, wenn die Wellenlänge sich ändert.“ (Ibid. S. 393.)

Aus den beiden letzten Eigenschaften der Function  $J$  folgt, „dafs, wenn in dem Spectrum eines glühenden Körpers Sprünge, stark hervortretende Maxima oder Minima sich zeigen, das Absorptionsvermögen desselben, als Function der Wellenlänge der auffallenden Strahlen betrachtet, Sprünge, stark hervortretende Maxima oder Minima bei denselben Werthen der Wellenlänge haben mufs.“

Mit Hülfe dieses Satzes schliesst Kirchhoff theoretisch auf die Möglichkeit der Umkehrung der discontinuirlichen Flammenspectra und da dieser Schluß durch die Beobachtung bestätigt wird, so kann hierin auch umgekehrt eine empirische Verification der erwähnten beiden Eigenschaften der Function  $J$  erblickt werden.

Es folgt hieraus, dafs im vorliegenden Falle die beiden Werthe  $\frac{E_{\lambda}}{A_{\lambda}}$  und  $\frac{E_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}}$  für die nur wenig von einander verschiedenen Werthe  $\lambda$  und  $\lambda_1$  ebenfalls nur wenig von einander verschieden seyn können.

Da nun in dem obigen Ausdruck (2) die Gröfsen  $A_{\lambda}$  und  $A_{\lambda_1}$ , ihrer Definition gemäfs, nur positiv und nie gröfser als Eins seyn können, und demgemäfs  $1 - A_{\lambda}$  und  $1 - A_{\lambda_1}$  stets ächte Brüche seyn müssen, so convergirt jener Ausdruck für wachsende Werthe von  $m$  oder von  $A$  nach einer Gränze, die entweder für  $m = \infty$  oder für  $A_{\lambda} = A_{\lambda_1} = 1$  erreicht wird.

Für diese beiden Fälle ist dann einfach:

$$-\frac{E_{\lambda m}}{E_{\lambda_1 m}} = \frac{J_{\lambda}}{J_{\lambda_1}}.$$

In Worten läfst sich dies folgendermaafsen ausdrücken:

*Das Helligkeitsverhältnifs zweier benachbarten Stellen eines discontinuirlichen Spectrums nimmt bei Vermehrung der leuchtenden Schichten oder bei Vergröfserung des Absorptionscoefficienten derselben Schicht stetig bis zu demjenigen Werthe ab, welcher für dieselbe Wellenlänge und*

*dieselbe Temperatur dem continuirlichen Spectrum eines für die gegebene Dicke vollkommen undurchsichtigen und schwarzen Körpers entspricht.*

Diese Abnahme des Helligkeitsverhältnisses zweier unmittelbar aneinander gränzenden Theile des Spectrums bei gleichzeitiger Zunahme ihrer Helligkeit muß sich dem Auge nothwendig zunächst als eine Verbreiterung der betreffenden Linie durch abnehmende Schärfe ihrer Ränder und dann allmählich als beginnende Continuität des ganzen Spectrums bemerklich machen.

## 4.

Es läßt sich nun zeigen, daß unter übrigen gleichen Umständen die Zunahme der Dichtigkeit eines leuchtenden Gases ganz dieselbe Wirkung wie die oben behandelte Vermehrung der Schichten hervorbringen muß.

Betrachtet man nämlich die durch Absorption erzeugte Abschwächung eines Lichtstrahls als die Wirkung einer bestimmten Summe von Theilchen, auf welche der Strahl bei seinem Durchgange durch das absorbirende Medium trifft, so ist die erzeugte GröÙe der Absorption nur abhängig von der *Anzahl* und nicht von der *Vertheilung* der wirkenden Theilchen, *so lange man dieselben bezüglich ihrer absorbirenden Wirkung als unabhängig von ihrem Abstände voraussetzt.*<sup>1)</sup> Diese Voraussetzung wird aber um so wahr-

- 1) Um die Zulässigkeit dieser Voraussetzung in einem gegebenen Falle z. B. bei der Auflösung einer färbenden Substanz in verschiedenen Quantitäten des Lösungsmittels durch den Versuch zu prüfen, darf bei den erforderlichen photometrischen Messungen nur homogenes, durch Benutzung schmaler Streifen eines Spectrums erhaltenes, Licht angewandt werden. Die Anwendung gefärbter Gläser muß hierzu a priori als unzulässig betrachtet werden, da dieselben, strenge genommen, stets alle Strahlen nur mit verschiedener Intensität hindurchlassen, so daß für eine hinreichend geringe Lichtmenge oder genügende Dicke des Glases die am stärksten abgeschwächten Strahlen für das Auge weniger wahrnehmbar sind.

Bezeichnet  $J_\lambda$  die in einem gegebenen Spectrum der Wellenlänge  $\lambda$  zugehörige Intensität,  $A_\lambda$  den Absorptionscoefficienten eines gefärbten

scheinlicher, je weiter die einzelnen Theilchen des absorbirenden Mediums von einander getrennt sind, d. h. je geringer die Dichte desselben ist. Wenn demnach die Dichte eines solchen Mediums verändert wird, so hat der hindurchgehende Strahl bei gleicher Länge seines Weges eine andere Anzahl absorbirender Theilchen zu passiren und es ist leicht ersichtlich, daß unter der gemachten Annahme diese Anzahl sich proportional der Dichte ändern muß.

Bezieht man demnach die Werthe  $A_\lambda$  und  $A_{\lambda_1}$  in den

Mediums für dieselbe Wellenlänge und die Einheit der Dichte, so läßt sich die vom ganzen Spectrum ausgesandte Lichtmenge als der Werth des folgenden Integrals darstellen

$$\int d\lambda J_\lambda (1 - A_\lambda)$$

wo  $J_\lambda$  und  $A_\lambda$  Functionen von  $\lambda$  sind und das Integral über alle dem Spectrum entsprechenden Werthe von  $\lambda$  auszudehnen ist.

Bei einer andern Dichte  $\sigma$  des absorbirenden Mediums verwandelt sich dieß Integral unter Voraussetzung des Absorptionsgesetzes in das folgende:

$$\int d\lambda J_\lambda (1 - A_\lambda)^\sigma$$

Für einen bestimmten Werth von  $\sigma$  ließe sich nun zwar stets der Werth eines mittleren Absorptionscoefficienten  $B$  finden, vermöge dessen die folgende Gleichung besteht:

$$\int d\lambda J_\lambda (1 - A_\lambda)^\sigma = (1 - B)^\sigma \int d\lambda J_\lambda.$$

Man sieht indessen, daß diese Gleichheit bei constantem Werth von  $B$  nicht für andere Werthe von  $\sigma$  stattfinden kann. Es ist deshalb unzulässig, mit Hülfe eines solchen mittleren Absorptionscoefficienten unter Anwendung des obigen Absorptionsgesetzes die bei verschiedenen Concentrationen von einer gefärbten Flüssigkeit hindurchgelassenen Lichtmengen berechnen und auf den Unterschied zwischen Rechnung und Beobachtung Schlüsse gründen zu wollen. *Solche Schlüsse würden nur dann von Werth seyn, wenn die Veränderung der Dicke der durchstrahlten Schicht bei constanter Concentration eine andere Wirkung als die in demselben Verhältniß veränderte Concentration bei constanter Dicke der Schicht erzeugte.* Durch derartige Versuche würde sich am einfachsten nur durch Beobachtungen entscheiden lassen, ob die absorbirende Wirkung der einzelnen Elemente eines absorbirenden Mediums abhängig von ihrem Abstände ist oder nicht. (Vgl. Pogg. Ann. Bd. CXL, S. 69 ff.)



obigen Ausdrücken gleichzeitig auf die Einheit der Dichte, so wird die von derselben Schicht bei der Dichtigkeit  $\sigma$  hindurchgelassene Lichtmenge in Theilen der auffallenden ausgedrückt durch  $(1 - A_\lambda)^\sigma$  und  $(1 - A_{\lambda_1})^\sigma$ , folglich die absorbirten Lichtmengen durch:

$$1 - (1 - A_\lambda)^\sigma = A_{\lambda\sigma}$$

$$1 - (1 - A_{\lambda_1})^\sigma = A_{\lambda_1\sigma}.$$

Analog der Absorption beziehe man nun auch  $E_\lambda$  und  $E_{\lambda_1}$  auf die bei der Einheit der Dichte ausgesandte Lichtmenge und bezeichne demgemäß mit  $E_{\lambda\sigma}$  und  $E_{\lambda_1\sigma}$  die der Dichte  $\sigma$  entsprechenden Lichtmengen jener Schicht. Da die Temperatur und Wellenlänge bei diesen Veränderungen als constant vorausgesetzt worden sind, so müssen nach den oben erwähnten Eigenschaften der Kirchhoff'schen Function folgende Gleichungen bestehen:

$$\frac{E_{\lambda\sigma}}{A_{\lambda\sigma}} = \frac{E_\lambda}{A_\lambda}$$

$$\frac{E_{\lambda_1\sigma}}{A_{\lambda_1\sigma}} = \frac{E_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}}.$$

Führt man daher für  $A_{\lambda\sigma}$  und  $A_{\lambda_1\sigma}$  die obigen Werthe ein und setzt wieder:

$$\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = J_\lambda$$

$$\frac{E_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}} = J_{\lambda_1}$$

so erhält man für das Helligkeitsverhältniß zweier benachbarter Stellen des Spectrums als Function der Dichte des glühenden Gases den folgenden Ausdruck:

$$\frac{E_{\lambda\sigma}}{E_{\lambda_1\sigma}} = \frac{[1 - (1 - A_\lambda)^\sigma] J_\lambda}{[1 - (1 - A_{\lambda_1})^\sigma] J_{\lambda_1}} \cdot \cdot \cdot \cdot (3)$$

Da bei constanter Temperatur der Werth von  $\sigma$  sich proportional dem Drucke ändert, so zeigt diese Formel, daß bei steigendem Drucke eine Verbreiterung der Spectrallinien stattfinden muß, welche allmählich in die Continuität des ganzen Spectrums übergeht.

Uebrigens muß hierbei bemerkt werden, daß diese Erscheinungen innerhalb gewisser Gränzen unabhängig von der besonderen Beschaffenheit der Function sind, nach welcher sich der Absorptionscoefficient einer Substanz mit ihrer Dichtigkeit ändert, so lange man nur voraussetzt, daß dieser Coefficient mit zunehmender Dichte stetig wächst und nach dem Werthe Eins convergirt. Größer als Eins kann dieser Werth nicht werden, ohne seiner Definition zu widersprechen. Deshalb kann der Absorptionscoefficient einer Substanz auch nicht fortdauernd proportional der Dichte wachsen, weil sonst für einen bestimmten Werth der letzteren der erwähnte Fall eintreten würde.

Berücksichtigt man nun, daß bei Körpern im flüssigen oder festen Zustande die Werthe der Absorptionscoefficienten  $A_\lambda$  außerordentlich viel größer als bei gasförmigen Körpern sind, so erklärt sich, weshalb die Spectra der dichteren Körper im Allgemeinen continuirliche seyn müssen.

Wenn die verglichenen Theile des Spectrums nicht benachbarte sind, sondern  $\lambda$  und  $\lambda_1$  zwei hinreichend entfernten Spectrallinien angehören, so zeigt die vorstehende Formel, daß auch dieses Verhältniß eine Function des Druckes ist, welche bei stetem Wachsen des letzteren sich stetig dem Gränzwert  $\frac{J_\lambda}{J_{\lambda_1}}$  nähert.

## 5.

Um die erlangten Resultate an einem Beispiele durch numerische Werthe zu erläutern, mögen in der Formel (3)

$$\frac{E_{\lambda\sigma}}{E_{\lambda_1\sigma}} = \frac{[1 - (1 - A_\lambda)^\sigma] J_\lambda}{[1 - (1 - A_{\lambda_1})^\sigma] J_{\lambda_1}}$$

für die Größen  $A_\lambda, A_{\lambda_1}, \frac{J_\lambda}{J_{\lambda_1}}$  bestimmte Werthe eingesetzt und dann für verschiedene Werthe von  $\sigma$  die Größen  $\frac{E_\lambda}{E_{\lambda_1}}$  berechnet werden.

Man setze:

$$A_\lambda = 0,100$$

$$A_{\lambda_1} = 0,005.$$

Für unmittelbar aneinander gränzende Theile des Spectrums ist der Werth:

$$\frac{J_{\lambda}}{J_{\lambda_1}} = 1.$$

Für entferntere Theile, z. B. für die Linien C und F des Wasserstoffs setze man:

$$\frac{J_{\lambda}}{J_{\lambda_1}} = 0,25$$

während man die obigen Werthe von  $A_{\lambda}$  und  $A_{\lambda_1}$  der Einfachheit halber beibehält.

Unter diesen Annahmen findet man für steigende Werthe von  $\sigma$  die folgenden Reihen für das Helligkeitsverhältniß der betrachteten Theile des Spectrums.

Helligkeitsverhältniß			
benachbarter Theile		getrennter Theile	
$\frac{J_{\lambda}}{J_{\lambda_1}} = 1$		eines Spectrums bei verschiedenem Druck	
		$\frac{J_{\lambda}}{J_{\lambda_1}} = 0,25$	
$\sigma$	$\frac{E_{\lambda\sigma}}{E_{\lambda_1\sigma}}$	$\sigma$	$\frac{E_{\lambda\sigma}}{E_{\lambda_1\sigma}}$
1	20,0	1	5,00
10	13,3	10	3,33
20	9,2	20	2,30
30	6,8	30	1,70
40	5,3	40	1,33
50	4,5	50	1,13
60	3,8	60	0,95
70	3,4	70	0,85
80	3,0	80	0,75
90	2,7	90	0,67
100	2,5	100	0,63
200	1,6	200	0,40
300	1,3	300	0,32
400	1,2	400	0,30
500	1,1	500	0,28.

In dem zuerst betrachteten Falle würde also für den Werth  $\sigma = 1$  die untersuchte Spectrallinie zwanzig Mal

beller als ihre unmittelbare Umgebung erscheinen, und sich daher für das Auge als eine scharfe helle Linie vom dunklen Grunde abheben können. Entspräche dem Werthe  $\sigma = 1$  z. B. der Druck von 1<sup>mm</sup> Quecksilber in einer Geissler'schen Röhre, so würde bei einer Steigerung des Druckes bis auf 500<sup>mm</sup>, die Helligkeit der unmittelbar der Linie benachbarten Theile des Grundes zur Helligkeit jener Linie nur noch im Verhältniss von 10 zu 11 stehen, so dass die letztere schon stark verbreitert und an den Rändern verwaschen erscheinen müsste.

Der zweite Fall zeigt, dass verschiedene Theile des Spectrums durch Compression des glühenden Gases ihr Helligkeitsverhältniss umkehren können.

Beim Beginn der Compression ist in dem angeführten Beispiele die Helligkeit  $E_{\lambda\sigma}$  einer Linie von der Wellenlänge  $\lambda$  fünf Mal grösser als die Helligkeit  $E_{\lambda_1\sigma}$  einer der Wellenlänge  $\lambda_1$  zugehörigen Linie. Wird der Druck auf das Fünfzigfache gesteigert, so ist die Helligkeit beider Linien fast gleich, wächst aber der Druck noch weiter bis zum Fünfhundertfachen seines ursprünglichen Werthes, so ist die anfangs dunklere Linie fast vier Mal heller als die andere.

Nimmt die Dichtigkeit  $\sigma$  stetig bis 0 ab, so nähert sich das Helligkeitsverhältniss dem Werthe  $\frac{0}{0}$ . Differentiirt man Zähler und Nenner des Ausdrucks für  $\frac{E_{\lambda\sigma}}{E_{\lambda_1\sigma}}$  nach  $\sigma$  und setzt  $\sigma = 0$ , so findet man für jenen Gränzwert

$$\frac{J_{\lambda} \log(1 - A_{\lambda})}{J_{\lambda_1} \log(1 - A_{\lambda_1})}$$

Beziehen sich  $J_{\lambda}$  und  $J_{\lambda_1}$  auf benachbarte Werthe von  $\lambda$ , so dass  $\frac{J_{\lambda}}{J_{\lambda_1}}$  gesetzt werden kann, so findet man, dass bei fortdauernder Abnahme von  $\sigma$  der Contrast, mit welchem sich eine helle Linie vom Grunde abhebt, asymptotisch einem Maximalwerth genähert wird, welcher durch

$$\frac{\log(1 - A_\lambda)}{\log(1 - A_{\lambda_1})}$$

ausgedrückt ist. Für die oben angenommenen Werthe von  $A_\lambda$  und  $A_{\lambda_1}$  würde dieser Werth 20,8 seyn, und daher nur noch wenig von demjenigen Werthe abweichen, welchen das Helligkeitsverhältniß schon für  $\sigma = 1$  annimmt.

## 6.

Die bisherigen Betrachtungen erstreckten sich auf die Veränderungen des Intensitätsverhältnisses zweier verschiedener Theile des Spectrums. Die entwickelten Formeln geben aber auch Rechenschaft von den Intensitätsveränderungen, welche ein und dieselbe Stelle des Spectrums bei constanter Temperatur durch Veränderungen des Druckes erleidet.

Der Ausdruck für die einer bestimmten Wellenlänge  $\lambda$  zugehörige Helligkeit bei der Dichtigkeit  $\sigma$  des glühenden Gases ist nach dem Obigen der folgende:

$$E_{\lambda\sigma} = [1 - (1 - A_\lambda)^\sigma] \frac{E_\lambda}{A_\lambda}.$$

Es verschwindet demnach  $E_{\lambda\sigma}$  für  $\sigma = 0$  und erreicht für  $\sigma = \infty$  den Maximalwerth  $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$ .

Für einen gegebenen Werth von  $\sigma$  und eine gegebene Temperatur wird im Allgemeinen  $E_{\lambda\sigma}$  für einen gewissen Werth von  $\lambda$  ein absolutes Maximum seyn, oder mit andern Worten: es wird unter den verschiedenen hellen Linien eines discontinuirlichen Spectrums eine am hellsten seyn, da sich bei einem gegebenen Spectrum sowohl  $A_\lambda$  als auch  $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$  als Functionen von  $\lambda$  ändern. Berücksichtigt man nun, daß sobald der Werth von  $E_{\lambda\sigma}$  unter eine bestimmte, durch die Empfindungsschwelle unseres Auges gegebene Gränze herabsinkt, die betreffende Stelle des Spectrums für unsere Wahrnehmung verschwindet, so ergibt sich aus diesen Betrachtungen der folgende Satz:



Wird bei constanter Temperatur die Dichtigkeit eines glühenden Gases stetig vermindert, so muß auch die Zahl der Linien seines Spectrums vermindert und schliesslich das ganze Spectrum im Allgemeinen auf nur eine Linie reducirt werden, deren Lage von der Temperatur und Qualität des Gases abhängt.

Dieser Satz kann, wie ich glaube, bereits durch die Beobachtungen als bestätigt betrachtet werden, welche im vorigen Jahre Frankland und Lockyer in den *Proceedings of the Royal Society No. 112* veröffentlicht haben. Die betreffende Stelle ihrer Mittheilung lautet folgendermaassen:

*Under certain conditions of temperature and pressure the very complicated spectrum of hydrogen is reduced in our instrument to one line in the green corresponding to F in the solar spectrum.*

*The equally complicated spectrum of nitrogen is similarly reducible to one bright line in the green, with traces of other more refrangible faint lines.*

Es gestatten jedoch diese Beobachtungen nicht ohne Weiteres Schlüsse auf die Temperatur derjenigen Himmelskörper, welche, wie eine große Anzahl von Nebeln, das merkwürdige Phänomen sehr einfacher Spectra darbieten; die vorstehenden Betrachtungen zeigen, daß solche Schlüsse unzulässig sind, da für jede noch so hohe Temperatur bei hinreichender Verdünnung des glühenden Gases das Spectrum desselben auf eine einzige Linie reducirt werden kann, deren Lage bei ein und demselben Stoffe nur von der Temperatur abhängig ist.

Mit Rücksicht auf den oben bewiesenen Satz von der Aequivalenz der Dichtigkeit und Dicke der strahlenden Schicht läßt sich sogar behaupten, daß diejenigen Werthe der Temperatur und Dichtigkeit, bei welchen ein Gas in einer Geißler'schen so einfache Spectra zeigt, auch nicht entfernt mit denen der Nebel übereinstimmen können, indem bei diesen die ungeheure Dicke der strahlenden Schicht eine fast unendlich größere Verdünnung des leuchtenden Gases voraussetzt.



Man sieht anderseits, daß die Continuität eines Nebelspectrums keinen Schluß auf die Dichtigkeit gestattet, weil nach dem oben erwähnten Satze derselbe Effect auch durch eine genügende Dicke der strahlenden Schicht erzeugt werden kann.

Indessen kann vielleicht folgende Betrachtung dazu dienen, wenigstens eine Gränze der Temperatur zu bestimmen, unter welcher die Temperatur eines Nebels mit discontinuirlichem Spectrum nicht liegen kann.

Der Ausdruck der Helligkeit  $E_{\lambda\sigma}$  eines Gasspectrums für die Dichtigkeit  $\sigma$  und an der der Wellenlänge  $\lambda$  zugehörigen Stelle ist für eine gegebene Temperatur der folgende:

$$E_{\lambda\sigma} = [1 - (1 - A_{\lambda})^{\sigma}] \frac{E_{\lambda}}{A_{\lambda}}.$$

Dieser Ausdruck kann, wie schon bemerkt, nicht größer als  $\frac{E_{\lambda}}{A_{\lambda}}$  werden, und dieser Werth ist nach dem Kirchhoff'schen Satze diejenige Helligkeit, welche für die gleiche Temperatur und Wellenlänge das Spectrum eines vollkommen schwarzen Körpers an dieser Stelle besitzt, und zwar *unabhängig von seinen übrigen Eigenschaften* <sup>1)</sup>. Erhitzt man daher einen dunklen, undurchsichtigen Körper, welcher den gestellten Forderungen möglichst nahe entspricht, z. B. ein Stückchen Kohle, durch den Strom einer galvanischen Batterie, und erzeugt von dem ausgesandten Lichte ein

1) Man sieht leicht, daß der obige Ausdruck für  $\sigma = \infty$  die vollkommene Undurchsichtigkeit der betrachteten Gasschicht ausdrückt, indem  $1 - (1 - A_{\lambda})^{\sigma}$  die von dieser Schicht absorbirte Lichtmenge  $A_{\lambda\sigma}$  in Theilen einer auf sie fallenden Lichtmenge von der Wellenlänge  $\lambda$  ausdrückt. Wird daher diese Lichtmenge  $A_{\lambda\sigma}$  gleich der Einheit, so bedeutet dieß die vollständige Absorption eines auf die Gasmasse fallenden Strahles. Erwägt man, daß alle, auch die relativ undurchsichtigen Körper in hinreichend dünnen Lamellen durchsichtig sind, und daß nach dem oben bewiesenen Satze von der Aequivalenz der Dicke und Dichte der durchstrahlten Schichten in der obigen Formel für die Dichte  $\sigma$  auch die Anzahl  $m$  der strahlenden und absorbirenden Schichten gesetzt werden kann, so ergibt sich hieraus die Anwendbarkeit des obigen Ausdruckes auch auf andere Körper, indem derselbe gleichzeitig die Nothwendigkeit der Continuität ihrer Spectra involvirt.

Spectrum, so ist die Temperatur der glühenden Kohle so lange niedriger, als die Temperatur des mit *discontinuirlichem* Spectrum leuchtenden Gases, als die Helligkeit des continuirlichen Kohlenspectrums an der einer hellen Linie des Gasspectrums entsprechenden Stelle *kleiner* oder *gleich* der Helligkeit dieser Linie ist. Es wird hierbei vorausgesetzt, daß  $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$  unter übrigens gleichen Umständen stetig mit der Temperatur wächst.

Vergleicht man nun die Helligkeit einer Linie des Nebelspectrums mit der Helligkeit der homologen Stelle des Kohlenspectrums, so kann man mit Vernachlässigung der Absorption im Weltraum und gehöriger Berücksichtigung der Absorption unserer Atmosphäre, in der angedeuteten Weise eine *untere* Gränze für die Temperatur des Nebels ermitteln, sobald es gelungen ist, die Temperatur der galvanisch glühenden Kohle zu bestimmen.

## 7.

Die oben theoretisch als zulässig und wahrscheinlich erkannte Abhängigkeit der Lage der Linien eines discontinuirlichen Spectrums von der Temperatur und Qualität der glühenden Gase ist sehr bemerkenswerth und reicht, wie mir scheint, vollkommen aus, um das merkwürdige von Plücker entdeckte Phänomen der sogenannten *Spectra verschiedener Ordnungen* ein und desselben Körpers zu erklären. Denn der Ausdruck für das Helligkeitsverhältniß zweier *benachbarter* Stellen eines Spectrums:

$$\frac{E_{\lambda, \sigma}}{E_{\lambda_1, \sigma}} = \frac{[1 - (1 - A_\lambda)^\sigma] J_\lambda}{[1 - (1 - A_{\lambda_1})^\sigma] J_{\lambda_1}}.$$

hängt bei constantem  $\sigma$  nur von den Werthen des Absorptionsvermögens  $A_\lambda$  und  $A_{\lambda_1}$  ab, da  $\frac{J_\lambda}{J_{\lambda_1}}$  für diesen Fall stets gleich Eins gesetzt werden kann. Diese Werthe können aber bei stetiger Aenderung der Temperatur für *dieselbe Wellenlänge* ähnliche Maxima und Minima haben, wie sie solche für *dieselbe Temperatur* bei stetiger Aenderung der

Wellenlänge factisch besitzen und hierdurch die Erscheinung der discontinuirlichen Spectra erzeugen. Die vorausgesetzte Einfachheit und Continuität der Kirchhoff'schen Function  $J$  bezieht sich nur auf das *Verhältniß* der Gröfsen  $E_\lambda$  und  $A_\lambda$ , nicht auf diese selbst. Während jene Function für alle Körper *dieselbe* ist, sind  $E_\lambda$  und  $A_\lambda$  als Function der Temperatur und Wellenlänge gerade von der besonderen Beschaffenheit der Körper abhängig. Man sieht

also, dafs der Ausdruck für  $\frac{E_{\lambda, \sigma}}{E_{\lambda_1, \sigma}}$  bei veränderter Temperatur lediglich durch Aenderung der Werthe von  $A_\lambda$  und  $A_{\lambda_1}$  verschiedene Werthe annehmen könnte, die *gröfser oder kleiner als Eins* sind. Hieraus folgt, dafs sich das *Helligkeitsverhältniß* zweier benachbarter Stellen des Spectrums durch Temperaturveränderungen umkehren und an Stelle des früheren Maximums ein Minimum auftreten kann.

Mithin ergibt sich bezüglich der Intensitätsveränderungen zweier *benachbarter* Spectraltheile ein wesentlicher Unterschied zwischen den Wirkungen der Temperatur und denen des Druckes. Während durch Aenderungen der Temperatur das Intensitätsverhältniß benachbarter Theile umgekehrt werden kann, ist dies durch Aenderungen des Druckes nicht möglich. Durch Steigerung des letzteren kann ein vorhandener Intensitätsunterschied nur zum Verschwinden gebracht, aber nicht umgekehrt werden. Wenn man demnach derartige Umkehrungen bei verschiedenen Spectren ein und desselben Stoffes beobachtet, so ist diese Erscheinung *nur* eine Folge von Temperaturverschiedenheiten.

Man kann defshalb allgemein den folgenden Satz aussprechen:

*Wenn die Verschiedenheit zweier Spectra ein und desselben glühenden Gases eine solche ist, dafs für Strahlen irgend einer Brechbarkeit einem Maximum des einen Spectrums ein Minimum des anderen entspricht, so müssen die den beiden Spectren zugehörigen Temperaturen verschieden seyn.*

Es muß demnach die Entstehung der Spectra verschiedener Ordnungen ein und desselben Gases als eine Erscheinung betrachtet werden, die vorzugsweise durch Temperatur- und nicht durch Dichtigkeitsveränderungen des glühenden Gases hervorgerufen wird.

## 8.

In ähnlicher Weise, wie Kirchhoff empirisch auf die Continuität der Function  $J$  bei Veränderung der Wellenlänge  $\lambda$  und bei constanter Temperatur  $t$  schließt, läßt sich auch auf die Continuität jener Function bei constantem  $\lambda$  und veränderlicher Temperatur  $t$  schließen.

Bezüglich der zuerst erwähnten Continuität bemerkt Kirchhoff a. a. O. S. 293 Folgendes:

»Für eine constante Temperatur ändert sich die Function  $J$  continuirlich mit der Wellenlänge, so lange diese nur nicht denjenigen Werth erhält, bei dem für jene Temperatur  $J$  zu verschwinden beginnt. Die Richtigkeit dieser Behauptung kann man schließen aus der Continuität des Spectrums eines glühenden Platindrabtes, sobald man annimmt, daß das Absorptionsvermögen dieses Körpers eine continuirliche Function der Wellenlänge der auffallenden Strahlen ist.«

Es beruht dieser Schluss darauf, daß das Spectrum schwarzer, undurchsichtiger, glühender Körper unserem Auge die Gesamtheit aller den verschiedenen Werthen von  $\lambda$  zugehörigen Functionswerthe von  $J$  in räumlicher Nebeneinanderlagerung darbietet, wie sie der bestimmten Temperatur des glühenden Körpers entsprechen. Wäre nun die Stärke des physiologischen Eindruckes, mit welcher die verschiedenen Werthe von  $J$  in einem Spectrum auf unser Sensorium einwirken, nicht ebenfalls eine Function der Wellenlänge, oder mit anderen Worten, könnten wir voraussetzen, daß das physiologisch bestimmte Intensitätsverhältniß zweier verschiedener Theile des Spectrums gleich dem mechanischen sey, so würde der Gang der Function  $J$  bei Veränderung der Wellenlänge einfach durch die pho-

tometrisch bestimmte Intensitätscurve eines gegebenen Spectrums bei constanter Temperatur des glühenden Körpers dargestellt werden können. Obschon nun eine solche Darstellung aus dem angeführten Umstande nicht möglich ist, und die Natur der physiologischen Function, nach welcher sich der optische Eindruck eines homogenen Strahles bei constanter lebendiger Kraft mit der Wellenlänge ändert, unbekannt ist, so läßt sich doch auch von dieser Function behaupten, dafs sie *nothwendig* eine *continuirliche* <sup>1)</sup> seyn müßte. Denn wäre dieß nicht der Fall, so könnten die Spectra undurchsichtiger glühender Körper auf unser Sensorium nur dann einen *continuirlichen* Eindruck machen, wenn die physiologische Function in einer solchen Weise *discontinuirlich* wäre, dafs stets ein Maximalwerth in der einen Function durch einen Minimalwerth in der anderen compensirt würde. Da nun aber die Annahme einer solchen Beziehung zwischen den glühenden Körpern und unserem Sensorium offenbar eine absurde wäre, so folgt aus der Continuität der Spectra undurchsichtiger, glühender Körper ebensowohl die Continuität der Function  $J$  als diejenige der physiologischen Function der Intensität des Reizes in seiner Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Dafs nun die Function  $J$  für einen constanten Werth von  $\lambda$  sich nicht *discontinuirlich* mit der Temperatur ändert, sondern vielmehr stetig mit derselben wächst, kann man aus dem Umstande schliessen, dafs, soweit bis jetzt die Beobachtungen reichen, das Spectrum eines undurchsichtigen, glühenden Körpers in allen seinen Theilen mit steigender Temperatur *stetig* heller wird, wenn auch die Schnelligkeit dieser Zunahme für verschiedene Werthe von  $\lambda$  eine sehr verschiedene seyn kann. Es folgt hieraus, dafs für diejenigen Werthe der Temperatur, für welche  $E$  stark hervortretende Maxima oder Minima besitzt, auch  $A$  stark hervortretende Maxima oder Minima besitzen mufs, und dafs

1) Die Begriffe »continuirlich« und »discontinuirlich« sind hier nicht im mathematischen Sinne, sondern nur bezüglich der Ab- und Anwesenheit stark hervortretender Maxima oder Minima zu nehmen.

im Allgemeinen die Veränderungen, welche  $E$  durch Temperaturveränderungen erleidet, von Veränderungen in gleichem Sinne von  $A$  begleitet seyn müssen. Da nun mit steigender Temperatur die Werthe von  $E$  für alle Werthe von  $\lambda$  nach den bisherigen Beobachtungen als wachsend gefunden werden, so werden auch die Werthe von  $A$  bei hoher Temperatur im Allgemeinen gröfser als bei niedriger Temperatur vorausgesetzt werden müssen. Es ergibt sich hieraus bezüglich der Verwandlung eines discontinuirlichen Spectrums in ein continuirliches durch Steigerung der Dichtigkeit des glühenden Gases eine wichtige Folgerung.

Betrachtet man nämlich das Intensitätsverhältnifs zweier benachbarter Spectraltheile, wo für die wenig verschiedenen Werthe von  $\lambda$  und  $\lambda_1$  die beiden Functionswerthe  $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$

und  $\frac{E_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}}$  ebenfalls nur wenig verschieden seyn können und

daher ihr Verhältnifs gleich Eins gesetzt werden darf, so ist nach dem Früheren der Ausdruck für dieses Verhältnifs:

$$\frac{E_\lambda \sigma}{E_{\lambda_1} \sigma} = \frac{1 - (1 - A_\lambda)^\sigma}{1 - (1 - A_{\lambda_1})^\sigma}.$$

Je gröfser hierin  $A_\lambda$  und  $A_{\lambda_1}$  gesetzt werden, desto schneller convergirt bei wachsendem  $\sigma$  der Werth  $\frac{E_\lambda \sigma}{E_{\lambda_1} \sigma}$  nach

Eins, was zunächst die Verbreiterung der betrachteten Linie und schliesslich die Continuität des ganzen Spectrums zur Folge hat.

In dem oben angeführten Beispiele waren

$$A_\lambda = 0,100$$

$$A_{\lambda_1} = 0,005$$

gesetzt, und es hatte sich für diese Werthe das Intensitätsverhältnifs der betrachteten Spectraltheile durch Steigerung des Druckes von  $\sigma = 1$  bis  $\sigma = 500$  von dem Werthe 20,0 bis auf 1,1 vermindert. Setzt man nun aber beide Werthe fünfmal gröfser, also

$$A_\lambda = 0,500$$

$$A_{\lambda_1} = 0,025,$$



so erhält man folgende Reihe der Intensitätsverhältnisse für verschiedene Werthe von  $\sigma$

$\sigma$	$A_{\lambda} = 0,500$ $A_{\lambda_1} = 0,025$	$A_{\lambda} = 0,100$ $A_{\lambda_1} = 0,005$
1	20,0	20,0
10	4,5	13,3
20	2,5	9,2
40	1,6	5,3
80	1,1	3,0

Es erreicht also hier das Intensitätsverhältniß bei ursprünglich gleicher Gröfse jenen geringen Werth 1,1 schon bei einem Drucke, welcher über 8 mal kleiner als derjenige ist, der bei niedrigen Werthen des Absorptionsvermögens für dieses Intensitätsverhältniß erforderlich ist.

Die zuletzt erlangten Resultate können in folgenden beiden Sätzen ausgedrückt werden:

*Das Intensitätsverhältniß zweier benachbarter Stellen eines Spectrums ändert sich um so schneller mit der Dichtigkeit, je gröfser das Absorptionsvermögen an den betreffenden Stellen ist.*

Mit Rücksicht auf die im Allgemeinen gröfseren Werthe des Absorptionsvermögens bei höherer Temperatur folgt hieraus ferner:

*Ein discontinuirliches Spectrum verwandelt sich durch Steigerung der Dichtigkeit um so schneller in ein continuirliches, je höher die Temperatur des glühenden Gases ist.*

Mit Hülfe des ersten Satzes kann man aus den starken Veränderungen, welche eine bestimmte Linie eines Spectrums, z. B. die Wasserstofflinie F, durch Druckveränderungen erleidet, auf relativ grofse Werthe des Absorptionsvermögens an jener Stelle des Spectrums schliessen, vorausgesetzt, dafs man die Verschiedenheit der Dispersion in den verschiedenen Theilen eines durch Brechung erzeugten Spectrums gehörig berücksichtigt.

Aus dem zweiten Satze folgt, dafs bei constanter Dichtigkeit durch hinreichende Steigerung der Temperatur des glühenden Gases ein discontinuirliches Spectrum in ein con-

timirliches verwandelt werden kann. Diese Folgerung wird durch die Beobachtungen Wüllner's bestätigt, nach welchen bei gleichen Gröſsen des Druckes den schwächeren Entladungen discontinuirliche, den stärkeren continuirliche oder in demselben Sinne veränderte Spectra entsprachen, wie sie bei schwächeren Entladungen eine Steigerung des Druckes bewirkt haben würde <sup>1)</sup>).

## 9.

Bei den bisherigen Untersuchungen über die Aenderung des Helligkeitsverhältnisses benachbarter Theile des Spectrums durch Dichtigkeitsänderungen der glühenden Gase sind stets nur zwei solcher Stellen verglichen worden. Wenn es sich aber darum handelt, allgemein die Aenderungen des Contrastes zu bestimmen, mit welchem sich eine helle Linie vom dunkleren Grunde ihrer nächsten Umgebung abhebt, so müssen die Aenderungen der Helligkeit des Grundes zu beiden Seiten der Linie berücksichtigt werden. Hierbei können nun zwei Fälle eintreten, entweder die Werthe des Absorptionsvermögens sind zu beiden Seiten gleich, so dafs ihre Curve vom Maximum aus symmetrisch abfällt, oder diese Symmetrie findet nicht statt. Es ist leicht ersichtlich, dafs im letzteren Falle, der offenbar der allgemeinere und deshalb am häufigsten vorkommende seyn wird, die durch Dichtigkeitsänderungen erzeugte Verbreite-

1) Vgl. Pogg. Ann. Bd. 137, S. 344 ff. Wüllner vergleicht hier das Wasserstoffspectrum in einer Geissler'schen Röhre, wie es sich bei einem Druck von 300<sup>mm</sup> durch Entladung einer Leydner Flasche darstellt, mit dem bei viel höherem Druck durch Entladungen des einfachen Inductionsapparates erzeugten Spectrum. Die betreffenden Worte lauten:

„Bei weiterer Druckzunahme dehnen sich  $H_{\beta}$  und  $H_{\gamma}$  immer mehr aus, so dafs sie bald nur mehr als Helligkeitsmaxima auf einem heller werdenden continuirlich beleuchteten Hintergrunde erscheinen, gleichzeitig wird allmählig  $H_{\alpha}$  weniger scharf, an den Rändern verwaschen und verbreitert, so dafs bei einem Drucke des Gases von 300<sup>mm</sup> das Spectrum bei Anwendung der Flasche etwa das Aussehen hat, wie ohne Flasche, wenn der Druck des Gases fast 3 Atmosphären betrug. Auch die Helligkeit des Spectrums ist dann ungefähr die gleiche.“

rung der Linien schneller auf derjenigen Seite der Linie eintreten muss, auf welcher die grösseren Werthe des Absorptionsvermögens liegen, und daher die Curve derselben weniger steil abfällt. Obschon, wie oben gezeigt, das *Maximum* der Helligkeit einer Linie durch Dichtigkeitsänderungen *allein* nie verschoben werden kann, so wird doch durch die Beschaffenheit der erwähnten Asymmetrie im Allgemeinen bewirkt werden, dass die Mitte der durch Druckerhöhung verbreiterten Linie nicht mehr mit der Mitte der unverbreiterten Linien coincidirt, so dass unter den gemachten Voraussetzungen der folgende Satz aufgestellt werden kann:

*Die Mitte einer durch Druckerhöhung verbreiterten Linie erleidet eine Verschiebung nach derjenigen Seite des Spectrums, auf welcher die grösseren Werthe des Absorptionsvermögens des glühenden Gases liegen.*

Man darf daher die Verschiebung der *Mitten ungleich breiter* Linien desselben Stoffes in verschiedenen Lichtquellen nicht ohne Weiteres auf eine Veränderung der Brechbarkeit durch Annäherung oder Entfernung des leuchtenden Körpers beziehen. Eine solche Ursache wird im Allgemeinen erst dann als sicher vorhanden angenommen werden dürfen, wenn die Verschiebung an *mehreren* Linien desselben Stoffes in qualitativ und quantitativ übereinstimmender Weise nachgewiesen ist.

## 10.

Die Verbreiterung von Linien durch Vergrößerung der Dampfdichte des glühenden Gases lässt sich sehr einfach schon an den Natronlinien nachweisen, wenn man durch mehr oder weniger tiefes Einschieben einer Salzperle in die Flamme eines Bunsen'schen Brenners verschiedene Mengen von Natriumdampf in dieser Flamme entwickelt. Bei geringen Mengen sind die Linien fein und scharf, bei grossen Mengen stark verbreitert und an den Rändern verwaschen. *Es verbreitert sich jedoch hierbei die stärker brechbare der beiden Natronlinien beträchtlich mehr als die andere, so*

*dafs bei der grössten Dampfmenge, welche in der angegebenen Weise entwickelt werden kann, die stärker brechbare Linie reichlich doppelt so breit als die andere ist.*

Aus dieser Thatsache mufs nach §. 8 auf grössere Werthe des Absorptionsvermögens für die der stärker brechbaren Natronlinie zugehörigen Werthe von  $\lambda$  geschlossen werden, und demgemäfs, wegen der Continuität der Kirchhoff'schen Function  $J$ , auch auf grössere Werthe des Emissionsvermögens für diese Werthe von  $\lambda$ .

Beide Folgerungen werden durch die Beobachtung bestätigt. Vergleicht man die beiden Natronlinien im Sonnenspectrum, so findet man bei genauerer Betrachtung die stärker brechbare entschieden dunkler als die andere, eine Thatsache, die das stärkere Absorptionsvermögen an dieser Stelle beweist.

Vergleicht man ferner die hellen Natronlinien in irgend einer Lichtquelle, so findet man stets die brechbarere heller als die andere, mag die Dampfdichte grofs oder klein seyn. Dieser Helligkeitsunterschied wird sogar sehr auffallend, wenn folgende Beobachtungsmethode angewandt wird. Man öffne den Spalt des Spectrosopes allmählich so weit, bis die inneren Ränder der auf diese Weise verbreiterten Natronlinien eben aneinander gränzen. Die benachbarten hellen Streifen zeigen alsdann einen so beträchtlichen Unterschied in der Helligkeit, dafs derselbe beim ersten Blick in die Augen fällt. Durch diese Beobachtung ist demgemäfs auch die grössere Emission für die der stärker brechbaren  $D$  Linie zugehörigen Werthe von  $\lambda$  bewiesen.

Um nun auch die nach der entwickelten Theorie als wahrscheinlich zu erwartende Asymmetrie der Verbreiterung durch die Beobachtung an den Natronlinien zu constatiren, brachte ich mit Hilfe meines Reversionsspectroskopes jede der beiden hellen Natronlinien in dem einen Spectrum mit der analogen Linie im anderen Spectrum zur Coincidenz, so dafs jede Linie genau in die Verlängerung der anderen fiel und beide zusammen scheinbar nur eine einzige Linie von doppelter Länge bildeten. An der brechbareren und

bei Zunahme der Dampfdichte stärker verbreiterten Linie war hierbei eine Verschiebung nicht wahrzunehmen, indessen schien bei der anderen Linie mit zunehmender Helligkeit eine äußerst geringe Verschiebung im Sinne einer Verminderung der Brechbarkeit stattzufinden. Wenn man aber auch dieser Beobachtung als einer zu unsicheren noch keine Beweiskraft zuschreiben will, so kann andererseits eine interessante Beobachtung, welche vor Kurzem Hr. Dr. J. J. Müller, Privatdocent und Assistent für Physik am hiesigen physiologischen Institut bei Gelegenheit anderer Untersuchungen gemacht hat, nicht wohl anders als durch die Annahme einer solchen asymmetrischen Verbreiterung der einen oder anderen der beiden Natronlinien erklärt werden.

Hr. Dr. Müller hat nämlich gefunden, daß die Newton'schen Interferenzstreifen, welche in einer planparallelen und 5 Mllm. dicken Glasplatte bei einer Wegdifferenz von ungefähr 20000 Undulationen durch homogenes Natronlicht erzeugt werden, sich fast um den ganzen Abstand zweier Ringe verschieben, wenn die Intensität der Natronflamme durch Veränderung der Dampfmenge in der oben angegebenen Weise variiert wird. Mit dieser Verschiebung ist gleichzeitig bei wachsender Intensität eine Verminderung der Schärfe der Ringe bis zum vollständigen Verschwinden derselben verbunden, wie dies durch die in der Verbreiterung der Linien ausgesprochene Verminderung der Homogenität des Lichtes nothwendig bedingt ist. *Die Größe und Richtung dieser Verschiebung deutet auf eine Verminderung der Brechbarkeit des Lichtes, welcher im Spectrum eine Verschiebung der einen oder anderen Natronlinie von höchstens  $\frac{1}{200}$  bis  $\frac{1}{100}$  ihres beiderseitigen Abstandes entsprechen würde.*

Man sieht hieraus, daß diese Beobachtungsmethode für den Nachweis einer Asymmetrie der Linienverbreiterung eine außerordentlich viel empfindlichere als die spectroscopische ist, solange man nicht durch Mangel an genügender Lichtmenge an der Anwendung derselben verhindert ist.

Ausführlicheres über diese Versuche wird übrigens Hr. Dr. Müller selber in einer demnächst erscheinenden besondern Abhandlung mittheilen. Ebenso beabsichtige ich, die im Vorstehenden entwickelten Sätze in ihrer Anwendung auf die spectralanalytische Untersuchung der physischen Beschaffenheit der Himmelskörper, namentlich auf die Bestimmung der Druck- und Temperaturverhältnisse der Sonnenatmosphäre, besonders zu behandeln.

---

## V. *Mineralogische Mittheilungen;* von E. E. Schmid.

---

### 1. Ueber Whewellit und verwandte Formen.

Die Verschiedenheit der Systeme, zu denen die längst bekannten Formen des Kalk-Oxalats gehören, klinorhombisch im Whewellite, tetragonal in den Pflanzenzellen namentlich der Cacteen, habe ich vor geraumer Zeit auf eine Verschiedenheit im Wassergehalte, entsprechend den Formeln  $\text{CaO} + \text{C}_2\text{O}_3 + \text{HO}$ , und  $\text{CaO} + \text{C}_2\text{O}_3 + 3\text{HO}$  zurückgeführt und zugleich nachgewiesen, daß klinorhombische Krystalle aus heifs gesättigten Lösungen in Salzsäure und Salpetersäure beim Abkühlen ausgeschieden werden <sup>1)</sup>. Allein ich vermochte nicht, diese letzten Krystalle genau zu messen, und noch weniger sie in exacter Weise auf die Grundgestalt des Whewellites zu beziehen. Die von mir angegebene Abhängigkeit der Krystallform und des Wassergehaltes haben Souchay und Lenssen bestätigt und weiter ausgeführt durch Bestimmung der Umstände, unter denen die wasserärmere, wie die wasserreichere Verbindung hervortritt <sup>2)</sup>. Auch die klinorhombischen Krystalle gewinnen

1) s. Ann. der Chemie und Pharmacie v. Liebig, Wöhler und Kopp, Bd. 97, S. 225, ff. 1856.

2) Ann. der Ch. u. Phar. Bd. 100, S. 311.



sehr bald Bedeutung für den Inhalt der Pflanzenzellen, so gar eine vor den tetragonalen Krystallen vorherrschende, indem die vermeintlichen Kalkspath-Rhomboëder und Gypspath-Zwillinge C. Schmidt's, Schleiden's, Schacht's und anderer Physiologen darauf gedeutet wurden. Holzner <sup>1)</sup> hat dieser Deutung durch genaue Messung eine sichere Unterlage gegeben: nach ihm ist die Rhomboëder-ähnliche Gestalt (siehe Fig. 9 und 10, Taf. II) combinirt aus einem klinorhombischen Prisma und einem der Orthogonalen parallelen Flächenpaare, in dessen zwei schärfsten Ecken je zwei Kanten —  $a$ ,  $a$  — von  $78^{\circ} 19' 12'',6$  mit je einer Kante —  $b$  — von  $74^{\circ} 50'$  zusammenstoßen. Indem Holzner behauptet: »Diese Flächen (d. h. die Flächen dieser Combination) finden sich als Combinationsflächen auch am Whewellite« und ferner: »die klinorhombischen Krystalle des oxalsauren Kalkes, sowohl die mineralischen, als die in Pflanzenzellen vorkommenden (und wahrscheinlich auch die künstlich erzeugten), gehören zu ein und derselben Krystallreihe« hat er vollkommen recht; seine Behauptung ist jedoch weder ganz vollständig nachgewiesen, noch ganz bestimmt indem sie die Beziehung der künstlich erzeugten Krystalle dahin gestellt seyn läßt, und bei Ableitung der Flächen des vermeintlichen Rhomboëders der Physiologen aus der Brooke'schen Kerngestalt in seiner Fig. 2 die Flächen ( $M = T$ ,  $M$  und  $P$ , welche den Brooke'schen Flächen  $m$ ,  $x$  und  $c$  oder 110, 011 und 101 entsprechen, nicht in eine Zone legt.

Indem ich die krystallographische Untersuchung des klinorhombischen Kalkoxalats mit dem früheren Material wiederhole, bediene ich mich eines als zuverlässig erprobten mikroskopischen Mefs-Instrumentes, welches hier in der Zeifs'schen Werkstätte nach meinen Angaben hergestellt wurde. Dafs die optische Axe des Mikroskops, an welchem das Ocular-Goniometer angebracht ist, eine senkrechte Lage gegen den Objectivtisch bewahrt, ist dabei als selbstver-

1) Ueber die Krystalle in den Pflanzenzellen. Inaugural Abhandlung München 1864. — Separat-Abdruck aus der Flora. —

ständig vorausgesetzt. Zur Einstellung auf die Kanten des zu messenden Krystallwinkels wird ein mit Parallel-  
linien bezogenes Glas in den Ocularfocus eingesetzt; die  
Einstellung geschieht mit bloßer Hand durch Drehung des  
Ocular-Einsatzes im Tubus; der Drehungswinkel wird auf  
einem in ganze Grade getheilten Limbus gemessen, mittelst  
eines am Oculardeckel befestigten Zeigers, dessen vorderer  
Rand mit einer Nonieneintheilung versehen ist, die auf je  
10 Minuten abzulesen erlaubt<sup>1)</sup>. Der Werth sehr viel fei-  
nerer Ablesungen erscheint mir illusorisch gegenüber den  
Fehlern die daraus entspringen, daß man die Fläche eines  
mikroskopischen Krystalls nicht willkürlich richten kann,  
sondern aus einer Mehrzahl derselben, die man übersieht,  
diejenigen herauswählen muß, deren Flächen sich zufällig  
rechtwinklich gegen die Axe des Mikroskops befinden. Was  
hilft es z. B. mit Hilfe des Nonius einzelne Minuten abzu-  
lesen, wenn derselbe Winkel desselben Krystalls bei an-  
scheinend gleicher Lage Unterschiede bis zu 6° und kaum  
unter 1° — wie Holzner<sup>2)</sup> wahrheitsgetreu berichtet —  
ergab. Die Angabe mikroskopisch gemessener Winkel bis  
auf einzelne Minuten beruht vorläufig auf lediglich arithme-  
tischer Ermittlung.

Die Krystalle des klinorhombischen Kalkoxalats, um die  
es sich hier handelt, sind übrigens recht eigentlich mikro-  
skopische, indem ihr längster Durchmesser im Mittel etwa  
0<sup>mm</sup>.03 beträgt. Dieselben zeigen einen unverkennbar kli-  
norhombischen Habitus; alle (s. Fig. 11 und 12, Taf. II) lassen  
zwei schiefe Prismen  $x$  und  $m$  erkennen und ein der Or-  
thodiagonale paralleles Flächenpaar  $c$ ; gewöhnlich so, daß  
die Flächen  $x$ ,  $x'$  verwalten und mit den Flächen  $m$ ,  $m'$   
auch nicht nahezu in einem Punkte zusammenstoßen, son-  
dern eine längere Kante zwischen sich haben (s. Fig. 13).  
Mitunter tritt zu diesen Flächen noch das klinodiagonale

1) Hr. Zeiss liefert jetzt einen Limbus von 95<sup>mm</sup> Durchmesser und ein  
mit Noniuszeiger und linirter Glasplatte versehenes Okular in jedes ihm  
zu diesem Zwecke zugesandtes Mikroskoprohr zum Preise von 10 Thlr.

2) Holzner a. a. O. S. 14.

Flächenpaar  $b$  hinzu (s. Fig. 14 und 15, Taf. II). Nicht selten sind Zwillingkrystalle und zwar von zweierlei Art; Juxtapositions- und Durchkreuzungszwillinge (Fig. 16 und 17), denen jedoch beiden die Fläche  $c$  gemeinschaftlich ist. Den Flächenwinkel ( $A$  Fig. 11) zwischen den Kanten von  $c$  mit  $x$  oder  $m$  fand ich im Mittel von 25 Messungen, welche zwischen den Gränzen  $69^{\circ} 10'$  und  $71^{\circ} 40'$  liegen,  $70^{\circ} 21'$ . Dieser Werth ist beträchtlich kleiner, als der früher von mir angegebene, nämlich  $75^{\circ}$ . Dabei ist das frühere Maass nicht sowohl absolut falsch, als es vielmehr auf der Vernachlässigung des Umstandes beruht, dass die Flächen  $x$  und  $m$  und demzufolge die Kanten zwischen ihnen etwas gekrümmt sind, daher auch der spitze Flächenwinkel ( $A$ ) mit dem stumpfen auf der Fläche  $c$  stets eine Summe geben etwas gröfser, als  $180^{\circ}$ , wie es Fig. 18 zeigt. Fixirt man einen Krystall, der sich zufällig nahezu in der Lage von Fig. 12 darbietet — genau wird auch der Zufall diese Lage kaum einmal zeigen —, so stellt sich der Winkel ( $B$ , Fig. 12 Taf. II) zwischen den auf den Objectivtisch projectirten Kanten  $x$  ( $m$  und  $x$ )  $m'$  zu nahe  $63^{\circ}$  dar, und die Kanten  $m'$  ( $m'$  und  $x'$ )  $x'$  schneiden sich unter einem Winkel ( $C$ , Fig. 12) über  $70^{\circ}$ .

Diese Maasse gestatten eine Beziehung zu den von Brooke für den Whewellit gegebenen, wie sie durch die Buchstabenbezeichnung bereits angedeutet ist. Der vorhin mit  $A$  bezeichnete Winkel, den die Kanten von  $m - 110$  — oder  $x - 011$  — auf der Fläche  $c - 101$  — einschliessen, beträgt zwar nicht  $70^{\circ} 21'$ , sondern  $71^{\circ} 36'$ , allein dieser an und für sich geringfügige Unterschied kann wenig stören aus doppeltem Grunde. Zuerst nämlich ist seine Messung an den künstlichen Krystallen wegen Krümmung von Flächen und Kanten nicht genau zu ermöglichen und dann könnte ja auch in der einmaligen Messung der Whewellitkrystalle noch ein Fehler liegen. Die vorhin mit  $B$  und  $C$  bezeichneten Flächenwinkel betragen, aus Brooke's Messungen berechnet,  $63^{\circ} 48'$  und  $72^{\circ} 41'$ .

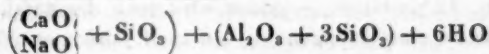
Die Zwillingbildungen kommen auf das gleiche Gesetz

hinaus der Zusammensetzung parallel der Fläche c. Die Juxtapositionszwillinge (s. Fig. 16, Taf. II) bietet auch der Whewellit; die Durchkreuzungszwillinge (s. Fig. 17) sind den künstlichen Krystallen eigenthümlich.

Endlich die gewöhnliche, in Fig. 13 dargestellte Form der künstlichen Krystalle ist nach Holzner auch in den Pflanzenzellen häufig zu finden. Holzner's Fig. 19 bis 22, entsprechend Vorkommnissen in *Citrus medica*, *Crataegus oxyacantha*, *Strychnos nux vomica*, *Robinia pseudacacia*, *Tectonia grandis* und vielen anderen Pflanzen stellen dieselbe Combination und nahe denselben Habitus dar. Diese letzten Figuren Holzner's sind frei von dem Zeichnen-Fehler, der in seiner Fig. 2 begangen ist.

## 2. Ueber Desmin.

Wenn man die Formel:



für den Desmin annimmt, so hat man sich unmittelbar nur auf einige wenige unter der Mehrzahl von Analysen zu berufen, indem zwar die Monoxyde und Sesquioxyde im Aequivalentverhältnisse von 1:1 auftreten, die Kieselsäure aber zu den Basen gewöhnlich in einem geringeren Verhältnisse vorkommt, als in dem von 3:1. Diese Abweichung von der als normal angenommenen Zusammensetzung kann auf Fehler der Analysen oder ihrer Berechnung nicht wohl zurückgewiesen werden; ihre Erklärung ist vielmehr durch das häufige Zusammen-Vorkommen des Desmin mit anderen Zeolithen, die man, wie ihn, schematisch als Feldspath-Hydrate ansehen kann. Der nachstehende Fall erscheint vorzüglich geeignet, die Erklärung im letzten Sinne zu rechtfertigen. Er betrifft ein Vorkommen von Stromöe. Von einer etwa 5<sup>cm</sup> dicken Platte waren wiederholt Stücke abgeschlagen worden, um zu Uebungs-Analysen zu dienen und hatten fast jedesmal einen verschiedenen Kieselsäuregehalt zwischen 52 und 55 Proc. ergeben. Dieser Umstand veranlasste mich zu genauerer Untersuchung. Dieselbe stellte

dann bald heraus, daß diejenigen Strahlenbündel, welche von der ebenen Begränzungsfläche ausgehen, und diejenigen, welche von der grubigen ausgehen, schon im Habitus verschieden sind. Die ersten sind blätterig strahlig, schimmernd, durchscheinend, blaßröthlich, die anderen feinstrahlig, matt, fast undurchsichtig, weiß. Beiderlei Strahlenbündel stoßen in der Mitte zusammen, nur selten einen Zwischenraum zwischen sich lassend, häufig deutlich in einander übergreifend, so daß sich die einzelnen Strahlen kreuzen; wo das Letzte der Fall ist, erweisen sich die blättrig strahligen Bündel deutlich als die später gebildeten, indem sie an den feinstrahligen entweder abstofsen, oder die Zwischenräume zwischen ihnen ausfüllen. Außer diesen Strahlenbündeln finden sich in der Platte auch noch, obwohl sehr selten, rhomboëdrische, perlmutterglänzende Tafeln (Stilbit). Die bisher untersuchten Probestücke waren der mittleren Parthie entnommen, in welcher die beiderlei Strahlenbündel, d. i., wie sich nachher zeigen wird, Desmin und Mesolith zugleich Theil haben. Indem ich den blättrig-strahlenden Theil mechanisch aussonderte, erhielt ich ein homogenes Material von der Dichte 2,16 und Härte 3,5; in der Löthrohrflamme faserte es sich auf und schmolz unter Krümmung der Fasern leicht zu einem trüben Glase; das Glühlicht war gelb; grobe Brocken waren nach zweitägigem Liegen in Salzsäure trübe geworden, sonst wenig angegriffen; feines Pulver wurde von Salzsäure bei vorsichtiger Erwärmung klar aufgelöst; die Lösung gelatinirte nach einiger Zeit.

Feines Pulver im Wasserbade getrocknet ergab die folgende Zusammensetzung:

	Sauerstoff	
Kieselsäure	56,879 Proc.	30,334 11,695
Thonerde mit einer Spur von Eisenoxyd	16,698	7,781 3
Kalkerde	7,694	2,198
Talkerde	0,028	0,011
Natron	1,389	0,362
Wasser	17,245	15,331 5,911
	99,933.	

welche diejeni-  
Habitus  
schim-  
strahlig,  
nbündel  
zwischen-  
er über-  
ten; wo  
trahligen  
e an den  
enräume  
nbündeln  
er selten,  
t). Die  
ren Par-  
nbündel,  
Mesolith  
ahlenden  
enes Ma-  
öthrohr-  
rümmung  
Glühlicht  
n Liegen  
en; feines  
nung klar

Dieses entspricht sehr vollkommen der Desmin-Formel. Ich bemerke noch, daß bei Berechnung der Sauerstoffgehalte die neueren Atomzahlen<sup>1)</sup> angewendet sind. Am größten ist die Abweichung für den Wassergehalt. Ihm habe ich noch eine besondere Aufmerksamkeit zugewendet. Bei gewöhnlicher Temperatur verliert Desminpulver auch nach längerem Verharren unter einem trocknen Luftstrom nur sehr wenig Wasser; nach 9stündiger Dauer des Versuches betrug der Verlust 0,430 Proc. So bleibt das Verhalten bis zum gewöhnlichen Siedepunkt: ist er aber erreicht, dann beginnt Wasser dem Luftstrom zu folgen; dasselbe betrug nach 5 Stunden 1,634 Proc.; bei Temperatur über dem Siedepunkt nimmt der Betrag rasch zu. Meine Beobachtungen gehen zwar über etwa 110° C. nicht hinaus, befinden sich jedoch durchaus im Einklang mit denen Damour's<sup>1)</sup>.

Ein anderes Zeolithstück, dessen Fundort Vagöe, von gleichem Habitus, gleicher Härte und Dichte, gleichem Löthrohrverhalten wie das vorige, ergab folgende Resultate:

	Sauerstoff		
Kieselsäure	56,300 Proc.	30,025	10,962
Thonerde	17,633	8,217	3
Kalkerde	7,497	2,142	0,989
Talkerde	0,051	0,020	
Natron	2,094	0,546	
Wasser	17,362	15,435	5,635
	100,937.		

Das feine Pulver war, wie vorhin, vor der Analyse im Wasserbade getrocknet worden und hatte deshalb nicht mehr seinen vollen Wassergehalt. Es verliert nämlich unter einem trocknen Luftstrom schon bei gewöhnlicher Temperatur etwas und beim Siedepunkt reichlich Wasser; bei

1) Sauerstoff-Gehalt in:

Kieselsäure	53,33 Proc.
Thonerde	46,60 "
Kalkerde	28,57 "
Talkerde	40,00 "
Natron	20,065 "

2) *Ann. de chim. et de phys.* 3. sér., tom. 53, p. 442.

erstoff  
11,695

3

0,991

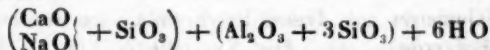
5,911



gewöhnlicher Temperatur betrug der Gewichtsverlust nach 9stündiger Dauer 0,184 Proc. und beim Siedepunkte nach 5stündiger Dauer 1,822 Proc.

Diese Zusammensetzung weicht demnach nur wenig und nur bezüglich der Kieselsäure von der normalen des Desmins ab; sie nähert sich aber schon derjenigen des vorhin erwähnten Gemenges von Desmin mit Mesolith.

Um dieselbe Zusammensetzung herum schwanken die meisten untersuchten Desmine und sind deshalb als gemengt mit etwas Mesolith oder auch einem anderen fasrigen Zeolith von niedrigem Kieselsäure-Gehalt anzusehen. Das Verhältniß zwischen Natron und Kalkerde gewährt für weitere Erwägungen wenig Anhalt; es erscheint auch bei den Desminen von normaler Zusammensetzung veränderlich. Mehr Berücksichtigung würde der Wassergehalt verdienen, wenn seine Bestimmung gleichmäßiger und damit zuverlässiger wäre, wenn bei allen Untersuchungen das hygroskopische Wasser ganz beseitigt und mit dem chemisch gebundenen das Krystallwasser ganz erhalten wäre. Bei alledem ist die Formel



als der quantitativ richtige Ausdruck für den chemischen Bestand des Desmins anzusehen, vorbehaltlich der Umschreibung, welche sich mit Rücksicht auf die Scheidung des Wassers im Krystall- und Constitutions-Wasser und auf die mehr und mehr als unabweislich sich darstellenden neueren Ansichten über die Bildung der Salze nöthig machen werden.

### 3. Ueber Mesolith.

Obleich Fuchs <sup>1)</sup> in seiner ersten Abhandlung über den Mesolith die Charakteristik desselben vollständig gegeben hat, so gab die Aehnlichkeit seiner Krystallisation mit der des Scolezits und die Stellung seiner chemischen Zu-

1) Sch weigger, Neues Journal für Chemie und Physik, Bd. 18, S. 16 ff. 1861.

sammensetzung zwischen der des Skolezits und des Natroliths doch zu vielfachen Zweifel an der Selbstständigkeit desselben Anlaß. Und trotzdem neuerdings Des Cloizeaux<sup>1)</sup> wenigstens für einige Vorkommnisse die spezifische Selbstständigkeit desselben nicht nur krystallographisch, sondern auch optisch nachgewiesen hat, haben diese Zweifel doch auch in der neuesten Auflage<sup>2)</sup> von Naumann's Elementen der Mineralogie Ausdruck gefunden.

Die nachfolgenden drei Untersuchungen dürften der Ansicht von der spezifischen Selbstständigkeit des Mesoliths eine Stütze gewähren. Sie betreffen zwei Vorkommnisse (I und II), für welche ich nur im Allgemeinen als Fundort Island angegeben finde, ein drittes (III) von Stromöe.

Das isländische Vorkommen (I) ist ein Stück einer etwa 5<sup>cm</sup> starken Auskleidung eines grösseren basaltischen Hohlraums, bestehend aus mächtig divergirenden Strahlenbündeln, die in freien Krystallen enden. Die Dicke der einzelnen Krystalle beträgt jedoch nur selten über 1<sup>mm</sup> und häufig unter 0,5<sup>mm</sup>. Eine Messung war daher nur mikroskopisch möglich; ich führte dieselbe mittelst eines Zeiss'schen Ocular-Goniometers aus, dessen Beschreibung ich weiter oben beim Whewellit gab. Die Krystalle (s. Fig. 11, Taf. II der Figuren) sind Prismen, deren Kanten etwa 1½ Grade vom Rechten abweichen; die schärfere Prismenkante ist gewöhnlich schmal abgestumpft; auf den Prismen sitzen flache Pyramiden auf, jedoch nicht gerade, sondern so daß Prismenkanten und Kanten zwischen Prismen- und Pyramiden-Flächen sich unter Winkeln schneiden, die etwa ½ Grad vom Rechten abweichen; die Pyramiden-Flächen oder die Flächen der zwei schiefen Prismen, aus denen sie sich zusammensetzen, sind sehr ungleichmächtig entwickelt; Prismen- und Pyramiden-Flächen sind stark gestreift, bis gefurcht. So beschreibt bereits Fuchs die Krystalle des Mesoliths; das schließt sich an G. Rose's<sup>3)</sup> und Des

1) Des Cloizeaux, *Manuel de minéralogie* tom. 1 p. 388. Paris 1862.

2) 1868.

3) Diese Annalen Bd. 28, S. 424.

Cloizeaux<sup>1)</sup> Messungen an; nur die von Rose gerade an isländischen Mesolith-Vorkommnissen als charakteristisch bemerkte Zwillingsbildung mit dem orthodiagonalen Hauptschnitt als Zusammensetzungs-Fläche fehlt. Die in Untersuchung genommenen Krystalle bieten übrigens die sehr einfache Combination  $\infty P, \infty Pa, +P, -P$ . Das isländische Vorkommen (II) und das Vorkommen von Stromöe (III) sind sehr feinstrahlig und fast durchweg ohne freie Enden. Das Vorkommen von Stromöe ist das oben erwähnte, mit Desmin verbundene.

Die Härte des isländischen Vorkommens (I) ist 5 und eher etwas darüber, als darunter —, die der beiden anderen ist entschieden niedriger; doch möchte ich darin keinen wesentlichen Unterschied finden, sondern nur eine Folge der feinfaserigen Krystallisation.

Die Dichte ist bei I und II 2,18, bei III 2,16; doch ist die Bestimmung nur mittels der Nicholson'schen Senkwaage vorgenommen. Unter einem trocknen Luftstrom von gewöhnlicher Temperatur verliert das feine Pulver von I, II und III sehr wenig Wasser, nämlich 0,138, 0,136 und 0,129 Proc., welches als hygroskopisch anzusehen seyn wird, und auch beim Siedepunkt steigert sich dieser Verlust in contrastirender Weise gegen den Desmin nicht beträchtlich, nämlich nur auf 0,407, 0,579 und 0,691 Procente, die man ohne Bedenken dem Constitutionswasser zufügen kann. Ueber dem Siedepunkte nimmt der Wasser-Verlust von Grad zu Grad zu. Schon bei schwacher, halbstündiger Rothgluth verflüchtigt sich alles Wasser, im Betrage beziehlich von 12,943, 13,190 und 13,355 Procenten.

Grobe Splitter in concentrirter Salzsäure eingelegt, zeigen sich bereits nach zwei Tagen deutlich angegriffen; sie opalisiren, quellen auf und umgeben sich mit Gallerte.

Vor dem Löthrohr blättern sich auch sehr dünne Splitter auf, und die aufgeblätterten Fasern schmelzen leicht zu einem trüben Glase; das Glühlicht ist gelb.

Das zur quantitativen Analyse bestimmte Pulver war

1) Dessen *Manuel de minéralogie* t. 1, p. 388.

beim Siedepunkt getrocknet worden und hatte deshalb etwas mehr als das hygroskopische Wasser verloren. Die Resultate der Analysen sind im Folgenden zusammengestellt.

## Procentische Zusammensetzung.

	Island I	Island II	Stromöe III
Kieselsäure	46,583	47,133	47,404
Thonerde mit einer Spur Eisenoxyd	27,566	26,520	27,049
Kalkerde	9,105	10,365	9,163
Talkerde	0,076	0,025	0,058
Natron	3,638	4,501	4,689

## Sauerstoff-Gehalte.

Kieselsäure	24,842	25,136	25,281
Thonerde	12,845	12,358	12,605
Kalkerde	2,602	2,961	2,618
Talkerde	0,030	0,010	0,023
Natron	0,948	1,173	1,222

## Sauerstoff-Verhältnisse.

Kieselsäure	5,802	6,102	6,107
Thonerde	3	3	3
Monoxyde	0,836	1,006	0,919

## Berechnung des Constitutionswassers aus den Monoxyden.

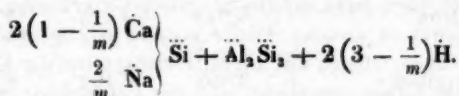
$\frac{1}{m}$	0,265	0,283	0,316
---------------	-------	-------	-------

$3 - \frac{1}{m}$	2,735	2,717	2,684
-------------------	-------	-------	-------

Wasser in Proc.	13,174	12,591	12,687.
-----------------	--------	--------	---------

Das Verhältniß der Bestandtheile mit Ausschluss des Wassers ist genügend einfach und schließt sich an das Schema der Labradorformel befriedigend genau an. Wenn das deutlich krystallisirte Vorkommen I am meisten abweicht, so steht das mit dem Umstand in Verbindung, daß die Innenseite der davon ausgekleideten Caverne von einer lehmartigen Masse bestäubt oder überzogen war, die sich nicht ganz abputzen ließ und jedenfalls einen Ueberschuss von Thonerde einführte. Der Wassergehalt ist unter den drei neuen Vorkommnissen ebenso wenig gleichmäßig wie unter

den früheren. Er ist es ja überhaupt, der die Einfachheit der aufzustellenden Formel stört, und von chemischer Seite Zweifel gegen die spezifische Selbstständigkeit des Mesoliths angeregt hat. Schon Fuchs <sup>1)</sup> hat bemerkt, daß sich der Wassergehalt nach dem Natron und Kalkerdegehalt richtet und die Mischung des Mesoliths von der Art ist, daß man annehmen könne, »er sey aus Skolezit und Natrolith als näheren Bestandtheilen gebildet.« Dieselbe Annahme hat sich im mechanischen Sinne mehrfach wiederholt. Rammelsberg <sup>2)</sup> deutete sie als isomorphe Mischung und gab ihr einen genauen Ausdruck, den er jedoch gegenwärtig <sup>3)</sup> wieder zurückgestellt zu haben scheint. Unter dieser Annahme muß, wenn der Sauerstoff des Natrons  $\frac{1}{m}$  von demjenigen der gesammten Monoxyde ist, der Wassergehalt mit  $3 - \frac{1}{m}$  Mischungsgewichten eintreten oder die Formel ist:



Nach dieser Formel ist in obiger Formel der Wassergehalt berechnet, und zwar mit sehr befriedigender Annäherung an die Beobachtung. Jedenfalls nähert man sich mit ihr der Erfahrung viel näher an, als mit der von Rammelsberg bevorzugten, wonach Skolezit und Mesolith dem gleichen Zusammensetzungschema angehören. Mag endlich der Isomorphismus von Stoffen, deren Zusammensetzungschema wesentlich verschieden ist, dahingestellt bleiben: jedenfalls findet die Annahme einer bloß mechanischen Verwachsung von Skolezit und Natrolith zu Mesolith in der eben vorgelegten Beobachtung keine Stütze.

1) Schweigger, Neues Journ. für Phys. und Chem. B. 18, S. 22.

2) Rammelsberg, Handbuch der Mineralchemie 1860, S. 799.

3) Zeitschrift der deutschen geologischen Gesellschaft, 1869. S. 121.

## VI. Ueber die Erkaltung und Wärmeleitung in Gasen; von Dr. Friedrich Narr.

(Eine vom Hrn. Verf. übersandte Habilitationsschrift, München 1870.)

### I.

#### Einleitung.

Der Vorgang der Erkaltung eines erwärmten Körpers in einem kälteren Medium gehört zu den eminentesten Problemen der Physik, da er an sich schon ein hohes Interesse darbietet, das aber noch im bedeutendsten Maasse durch seine Abhängigkeit und seinen Zusammenhang mit einer grossen Reihe von Erscheinungen gesteigert wird, die größtentheils offene Fragen genannt werden müssen: seine Lösung würde also auch über diese indirecten Aufschluss ertheilen, die nur sehr schwer in directer Weise angreifbar erscheinen. Dem entsprechend müssen die allgemeinen Gesetze der Erkaltung in hohem Grade complicirt, und die Erforschung derselben äußerst zeitraubend und schwierig seyn, da alle einzelnen sie beeinflussenden Umstände sorgfältig auszuscheiden und so isolirt zu studiren wären. In der That ist auch bisher noch kein Versuch zu diesem grosartigen Unternehmen gemacht worden, sondern man begnügte sich damit, dieses Phänomen unter gewissen einfachen Verhältnissen der Beobachtung und Discussion zu unterwerfen.

Die ersten theoretischen Betrachtungen über diese Gesetze finden sich bei Newton<sup>1)</sup>, der *a priori* annahm, daß ein erwärmter Körper, der einer constanten Erkaltungsursache, z. B. der Wirkung eines gleichförmigen Luftstromes, ausgesetzt sey, in jedem Augenblicke eine Wärmemenge verlieren müsse, die seinem Temperaturexcesse über die erkaltende Umgebung proportional sey, woraus er sofort den Schluß zog, daß bei einem fortgesetzten Erkaltungsprocesse die Temperaturexcesse jenes Körpers über die

1) *Newtoni Opuscula*, Tom. II, p. 423.



Umgebung in einer geometrischen Reihe abnehmen müssen, wenn die Abkühlungszeiten in einer arithmetischen Reihe wachsen. Er begnügte sich jedoch nicht damit, diese Annahme einfach zu postuliren, sondern bestrebte sich auch durch eine Reihe von Versuchen, derselben die nöthige experimentelle Stütze zu verleihen. Die Ergebnisse derselben schienen ihm eine befriedigende Bestätigung seiner Ansicht darzubieten. Diese einfache Annahme nun, die man in Folge dessen das Newton'sche Gesetz des Erkaltens genannt hat, wurde später vielfach der Untersuchung unterworfen<sup>1)</sup>. Die Einen glaubten ihren Resultaten den Schluss entnehmen zu müssen, daß dasselbe ganz zu verwerfen, oder doch auf gewisse Temperaturgränzen einzuschränken sey; Andere dagegen, so Lambert in seiner *Pyrometrie*, vertraten dasselbe, indem sie es für vollkommen theoretisch gerechtfertigt und mit der Erfahrung übereinstimmend ansahen. Ich glaube diese Arbeiten mit vollem Rechte übergeben zu dürfen, da die damit verknüpften Versuchsreihen in keiner Weise diejenige Schärfe der Methode besaßen, die für die Entscheidung einer so delicaten, von einer großen Anzahl störender Umstände beeinflussten Frage unerläßlich seyn dürfte.

Die ersten genaueren und ausführlicheren Untersuchungen verdanken wir der bekannten Preisschrift von Dulong und Petit<sup>2)</sup>; da feste Körper durch ihre ungleiche Leitungsfähigkeit eine Complication herbeiführen würden, die das vorliegende Problem unlösbar machte, so beschränkten sie sich auf die Ermittlung der Erkaltungsgesetze von Flüssigkeiten, da nur bei diesen die Annahme zulässig erscheint, daß die Temperatur derselben an allen Punkten ihrer Masse in jedem Augenblicke genau die nämliche sey. Ihre Forschungen bezogen sich auf die Aenderungen, welche

1) Gehler's physik. Wörterbuch, 2. Aufl. Bd. X. 1. Artikel Wärme S. 433 ff.

2) Dulong et Petit, *Recherches sur la mesure des températures et sur les lois de la communication de la chaleur. II. Partie. Ann. de chim. et de phys. Tome VII, p. 225, 337.*

die Erkaltungsgeschwindigkeit eines derartigen Körpers mit seiner Masse und Natur, mit der Gröfse und dem Emissionsvermögen seiner Oberfläche, ferner mit seiner Temperatur und der Temperatur der Erkaltungshülle, endlich mit der Natur, dem Drucke und der Temperatur des ihn umgebenden Gases erfährt. Ihre Resultate führten sie zu dem Schlusse, dafs das Newton'sche Gesetz ganz inexact sey; sie suchten daher dasselbe durch ein anderes zu ersetzen, dem sie im Einklange mit ihren Beobachtungsdaten die mathematische Form gaben:

$$v = K \{ m \cdot a^{\vartheta} (a^t - 1) + n \cdot p^c \cdot t^{1,233} \}$$

worin  $v$  den Totalausdruck für die Erkaltungsgeschwindigkeit irgend eines Körpers von der Temperatur  $t + \vartheta$  in einer Erkaltungshülle von der Temperatur  $\vartheta$  in Berührung mit einem Gase unter dem Drucke  $p$ , ferner  $K$ ,  $m$ ,  $n$  Coëfficienten bedeuten, von denen ersterer von der Masse, Gröfse der Oberfläche und Natur des erkaltenden Körpers, der zweite von der Natur seiner Oberfläche, endlich der letzte von der Natur des umgebenden Gases abhängt, während  $c$  eine von einem Gase zum andern sich ändernde Gröfse, und endlich  $a$  eine Constante  $= 1,077$  darstellt: der erste Theil dieser Formel drückt demnach die Erkaltungsgeschwindigkeit im leeren Raume, der zweite dagegen den Erkaltungseffect des umgebenden Gases aus.

Diese Ergebnisse, welche Dulong und Petit im Jahre 1818 der französischen Akademie vorlegten, erfuhren nach fast 30 Jahren eine theilweise Bestätigung und Vervollständigung durch de la Provostaye und Desains<sup>1)</sup>. Was den ersten Punkt betrifft, so beschränkten sich diese beiden Forscher darauf, neben der blofsen Strahlung noch die Gesetze der Erkaltung in atmosphärischer Luft zu controliren; indem sie sich hiebei fast der nämlichen Apparate und ganz ähnlicher Beobachtungs- und Berechnungs-Methoden bedienten, zeigte sich, dafs das oben formulirte Gesetz auch

1) *De la Provostaye et Desains, Mémoire sur le rayonnement de la chaleur. Ann. de chim. et de phys. (3) Tome XVI, p. 337.*

ihre Beobachtungsergebnisse ziemlich gut darstellte, so lange das Thermometer, welches die erkaltende Flüssigkeit besaß; sobald aber letztere metallisch wurde, trat eine Variation des Coëfficienten  $m$  mit der Temperatur ein, wobei zugleich die absolute GröÙe der erkaltenden Wirkung der Luft ein wenig erhöht erschien. Ihre weiteren Forschungen ergaben, daß die Dimensionen des Erkaltungsraumes auf die Erkaltungsgesetze in der Luft von Einfluß seyen, während die Aenderung des Emissionsvermögens desselben nur den numerischen Werth des Coëfficienten  $m$  influirte. Abgesehen davon, daß diese Controlversuche sich nur auf einen Theil der früheren Forschungen, insbesondere aber nicht auf das Verhalten der verschiedenen Gase erstreckten, ist darin überhaupt weniger eine Controle der Exactheit der Methode, als der Beobachter enthalten, da etwa in der Versuchsanordnung liegende Fehler zum größten Theile auch wieder in die neue Untersuchung eingeschlossen seyn mußten.

Was nun die oben angegebene, durch die beiden letztgenannten Physiker mit Correctionen versehene Formel angeht, so fußt dieselbe auf gewissen theoretischen Grundanschauungen, die gegenwärtig wohl begründeten Zweifeln unterliegen dürften; ich will hier jedoch nicht auf dieselben eingehen, da der Zweck der vorliegenden Arbeit ihnen ferne liegt. Der experimentelle Theil derselben wird uns genügenden Aufschluß über die Zuverlässigkeit der jener Formel zu Grunde liegenden Versuchsdata ertheilen.

Aus Anlaß einer beabsichtigten Untersuchung über die Aenderung der specifischen Wärme mit der Temperatur, wozu sich die Erkaltungsmethode in ausgezeichnetster Weise eignen würde, habe ich mich nämlich im Laufe des verflossenen Winters ebenfalls andauernd mit der Frage der Erkaltung beschäftigt, und insbesondere die Methode und Apparate der vorgenannten Physiker einer genauen Controle unterworfen; ich bediente mich hiebei der von Hrn. Prof. von Jolly angegebenen Quecksilberluftpumpe, die bei

richtiger Behandlung eine außerordentliche Verdünnung — der damit exantlirte Raum gestattet keinen Durchgang der Electricität mehr — erreichen und etwa vorhandene Feuchtigkeit noch in Minimaltheilen mit größter Schärfe erkennen läßt. Das Resultat meiner monatelangen Bemühungen ging schließlicb dahin, daß die von jenen Forschern angewandten Apparate und Methoden bedenkliche Fehlerquellen einschloßen, die eine vollständige Entstellung der Ergebnisse zur Folge haben müssen.

Um diesen Vorwurf näher zu begründen und meine Erfahrungen hierüber darzulegen, will ich in Kürze den Apparat und die Methode beschreiben, deren sich Dulong und Petit bei der Untersuchung des Erkaltungsprocesses bedienten <sup>1)</sup>. Als erkaltenden Körper wählten sie ein Quecksilberthermometer mit einem solchen Gefäßvolumen, daß die Temperatursenkungen desselben mit Präcision zu beobachten waren; dasselbe wurde über freiem Feuer passend erhitzt und dann in den folgenden Erkaltungsraum eingesetzt. Derselbe bestand aus einem dünnwandigen Ballon von Kupfer, der an seiner inneren Fläche mit Ruß geschwärzt und mittelst Holzstäben in einem mit Wasser gefüllten Gefäße von Holz befestigt war: die Temperatur dieses Wassers wurde durch Dampf, den man durch eine Röhre einströmen ließ, beliebig erhöht und constant erhalten. Der eben genannte Ballon hatte an seiner oberen Seite einen metallischen Hals, dessen Rand sorgfältig abgeschliffen war; auf diesem wurde bei den Versuchen eine ebenfalls gut abgeschliffene Glasplatte luftdicht befestigt, die zwei seitliche und eine mittlere Durchbohrung hatte, in welch letzterer das Thermometer durch einen Kork so befestigt war, daß das Gefäß desselben sich gerade in der Mitte des Ballons befand. War so das Thermometer eingesetzt, so wurde über den Stiel desselben eine Glasglocke gestürzt, welche auf der Glasplatte eben abgeschliffen war und oben durch eine Metallfassung mit Hahn mittelst

1) *Dulong et Petit*, 1. c. p. 238 ff.

eines Bleiobres mit einer Luftpumpe in Verbindung stand: die beiden seitlichen Oeffnungen der Glasplatte dienten dazu, die Communication zwischen der Luftpumpe und dem Ballon herzustellen. Der Gang der Untersuchung war nun folgender. Nachdem das umgebende Wasser auf die gewünschte Temperatur gebracht, das Thermometer bis nahezu  $350^{\circ}$  C. erhitzt und in den Ballon eingeführt war, wurde die Glocke rasch über die Glasplatte gestürzt, befestigt, und nun der ganze Apparat bis auf nahezu  $2^{\text{mm}}$  Druck ausgepumpt; dann wurde der Hahn der Metallfassung geschlossen und die Beobachtung bei ungefähr  $300^{\circ}$  begonnen. Sollten die Erkaltungsgesetze, statt im Vacuo, in Gasen ermittelt werden, so wurde nach der vorigen Operation noch einmal mit dem betreffenden Gase ausgepumpt, dasselbe dann in der erforderlichen Quantität eingelassen, und der Hahn geschlossen, worauf die Beobachtung bei ungefähr  $250^{\circ}$  begann. Der Einfluss der kleinen, bei den Versuchen im Vacuo zurückbleibenden Luftmenge wurde nach der Formel corrigirt, die sich aus den Versuchen über die Erkaltung in atmosphärischer Luft von verschiedener Dichte ergeben hatte. Nachdem ich so das Verfahren von Dulong und Petit in Kürze beschrieben habe, will ich nun vor Allem einige der Bedenken berühren, die man auch ohne erneute Versuche gegen dasselbe geltend machen könnte.

Vor Allem scheint mir die Bedeckung der Innenseite des Ballons mit Rufs in keiner Weise eine Garantie für die Unveränderlichkeit ihrer Oberfläche zu bieten, indem sich derselbe sehr leicht abstößt, und zwar meinen Erfahrungen nach in um so höherem Grade, je weiter die Austrocknung desselben voranschreitet; wenn nun auch aus den Beobachtungen von de la Provostaye und Desains kein Schluss von einiger Wahrscheinlichkeit über die Grösse und den Sinn des hieraus entstehenden Fehlers gezogen werden kann, so scheinen mir diese doch so viel darzuthun, daß die strenge Vergleichbarkeit verschiedener Versuchsreihen dadurch in Frage gestellt wird. Ferner scheint es mir unzweifelhaft, daß der Zweck, die Erkaltungshülle wäh-

rend der ganzen Dauer eines Versuches auf constanter Temperatur zu erhalten, durch das von Dulong und Petit gewählte Mittel nicht erreichbar sey: bei dieser Art von Versuchen handelt es sich gerade darum, daß die an die Hülle abgegebene Wärme sofort vernichtet werde, was nur durch den innigen Contact derselben mit Massen zu ermöglichen ist, die in einer Aggregatzustandsänderung begriffen sind, indem sich hiebei jede zugeführte Wärme in innere Arbeit verwandelt. — Schliesslich will ich noch auf ein Bedenken aufmerksam machen, welches mir das ernsteste der unmittelbar zu erhebenden zu seyn scheint; dasselbe bezieht sich nämlich auf die Communication des Ballons mit der Glasglocke durch die beiden Seitenöffnungen der Glasplatte, zweier Räume, deren schliessende Oberflächen ganz differente Temperaturen besaßen. Abgesehen von den Fehlerquellen, die auch im Vacuo hieraus erwachsen, brauche ich wohl nur auf die Gasströmungen, die hierdurch eingeleitet werden und dem eigentlichen Erkaltungsprocesse ganz fremd sind, ihn aber sicher bedeutend beeinflussen, hinzuweisen, um die volle Bedeutsamkeit des daraus resultirenden Fehlers vor Augen zu führen. De la Provostaye und Desains haben denselben durch eine kleine Modification des Apparates vermieden; da aber ihre Untersuchungen gerade das Verhalten der verschiedenen Gase nicht der Controle unterstellten, so konnten sie seinen Einfluß nicht erkennen: er scheint mir vollkommen genügend zu seyn, um die Nothwendigkeit einer neuen Untersuchung zu rechtfertigen.

Nachdem ich nun diese unmittelbaren Bedenken, denen man übrigens noch einige anreihen könnte, angedeutet habe, will ich zur Besprechung einiger Punkte übergehen, die mir die genauere Beschäftigung mit dem hier behandelten Gegenstande in unzweideutiger Weise aufgeklärt hat. Um nämlich die Versuchsanordnung von Dulong und Petit zu controliren, zugleich aber den letztgenannten Fehler zu vermeiden, bediente ich mich eines ähnlichen Apparates, wie de la Provostaye und Desains; ich nahm nämlich als



Erkaltungshülle eine auf ihrer inneren Fläche berufste Kugel von Messing, die oben durch einen messingenen Deckel mittelst eines Schraubengewindes verschlossen war: durch eine centrale Oeffnung desselben war das Thermometer mittelst eines Korkes in dieselbe eingesetzt, während eine kurze seitliche Röhre mit einem Hahne die Communication mit der Luftpumpe ermöglichte. Nachdem dieser Apparat so zusammengesetzt und mittelst Wachs vollkommen luftdicht gemacht worden war, untersuchte ich, da Regnault bei seinen Versuchen über die specifische Wärme von Flüssigkeiten die Wahrnehmung gemacht, daß berufste Räume sehr schwer auszutrocknen sind, zunächst diesen Punkt, indem ich ein Glasrohr zwischen den Apparat und die Luftpumpe einschaltete. Obwohl jedoch der Apparat in allen seinen einzelnen Theilen sorgfältig gereinigt, unter der Luftpumpe künstlich getrocknet und luftdicht befunden, ferner die Berufung mit größter Vorsicht vorgenommen war, so konnte ich es doch erst nach wochenlang fortgesetzter Bemühung unter steter Zuhülfenahme von trockner Luft dahin bringen, daß das Manometer nach Verlauf von 24 Stunden keine Aenderung anzeigte. Nun trat aber eine eigenthümliche Erscheinung auf: ich führte nämlich eine Gasflamme flüchtig an dem Boden der Kugel vorüber, und zwar so rasch, daß die davon herrührende Erwärmung des Metalls nicht im mindesten die Temperatur des Waxes alteriren und unter keinen Umständen eine nennenswerthe Verdampfung zur Folge haben konnte. Wider Erwarten zeigte nun aber die Luftpumpe sofort massenhafte Dämpfe an: mir schien es hiernach unzweifelhaft, daß der Ruß Dämpfe in Absorption hielt, die selbst im Vacuo bei der gewöhnlichen Temperatur nicht frei wurden; denn Feuchtigkeit in flüssiger Form hätte unter allen Umständen innerhalb einer so langen Zeit wenigstens soweit verdampfen müssen, daß eine erkennbare Aenderung im Stande des Manometers eingetreten wäre. Nachdem ich nun diese Wahrnehmung gemacht, exantlirte ich unter vorsichtiger Anwendung gelinder Wärme und steter Ausspülung mit

trockener Luft; allein obwohl ich wieder Wochen hierauf verwandte, war es mir doch nicht möglich, zum gewünschten Ziele zu gelangen, indem ich zwar das Vacuum erreichte, bei erneuter Erwärmung aber stets wieder mit Dämpfen zu kämpfen hatte. Ich gab daher schliesslich diese Art der Versuchsanordnung auf, da sich deutlich zeigte, dafs, selbst wenn eine vollkommene Austrocknung erreicht wäre, diese doch bei dem Verfahren von Dulong und Petit, bei dem die Kugel stets wieder geöffnet werden mufs, illusorisch wäre. Die früheren Untersuchungen konnten diese Fehlerquelle nicht zu Tage fördern, da die dabei angewandten Luftpumpen eben nur eine Verdünnung auf höchstens  $2^{mm}$  Druck zuliefen, die in der That leicht erreichbar ist, weil die Hauptschwierigkeiten erst bei weiterer Exantlirung hervortreten. Bedenkt man nun, dafs bei den Erkaltungsversuchen eine ganz ähnliche Wärmeabgabe an die Erkaltungshülle erfolgt wie oben, so wird man unschwer zu dem Schlusse kommen, dafs die früheren Versuche im Vacuo in einer sehr dünnen, sehr feuchten Luft geschahen; Aehnliches gilt auch für die Versuche in Gasen. Ich entfernte in Folge dessen die Rufsschicht: es ergab sich nun, dafs in der That unter diesen Umständen eine vollständige Exantlirung und Austrocknung erreichbar war; allein als ich hierauf zu wirklichen Erkaltungsversuchen übergieng, gelang es mir doch nicht, denjenigen Grad der Verdünnung und Austrocknung zu erreichen, der unerläfslich ist, ohne dafs die Temperatur des bis nahezu  $350^{\circ}$  erhitzten Thermometers zu weit herabsank, obwohl seine Einsetzung sehr rasch vollendet, und Pumpe und Leitungsrohr vorher bis zum Hahne vollständig exantlirt waren.

Ich kam daher schliesslich zu dem Entschlusse, die ältere Methode ganz zu verlassen und eine vollständig neue Versuchsanordnung zu treffen. Da einerseits die Voruntersuchung mir die Nothwendigkeit dargethan hatte, die früheren Untersuchungen wieder von Neuem aufzunehmen, andererseits aber die Zeit sehr vorgerrückt war und die nahe kommende wärmere Jahreszeit sehr ungünstige Verhältnisse in

Aussicht stellte, so nahm ich mir vor, mich vorläufig wenigstens auf einen Theil derselben zu beschränken, der mir wegen seiner innigen Beziehungen zur Molecularphysik von besonderem Interesse zu seyn scheint, nämlich auf die Erforschung der Gesetze des Erkaltens eines und des nämlichen Systems in verschiedenen Gasen unter gleichen Umständen des Druckes und der Temperatur. Die damit zusammenhängenden Versuchsreihen, sowie die oben erwähnte Voruntersuchung wurde in dem physikalischen Cabinet der hiesigen Universität angestellt, indem der Conservator desselben, Hr. Prof. von Jolly, mir mit der größten Liebeshwürdigkeit die nöthigen Apparate, sowie seine werthvollen Erfahrungen zur Verfügung stellte und überhaupt in jeder Weise mit Rath und That meine Untersuchung unterstützte: ich fühle mich gedungen demselben für das mir hierdurch bewiesene Wohlwollen den herzlichsten Dank auszusprechen. Ich werde nun im Folgenden zunächst eine Beschreibung der Versuchsanordnung geben, die ich zur Erreichung meiner Zwecke gewählt, und die dabei eingehaltene Beobachtungs- und Berechnungsmethode in Kürze besprechen.

## II.

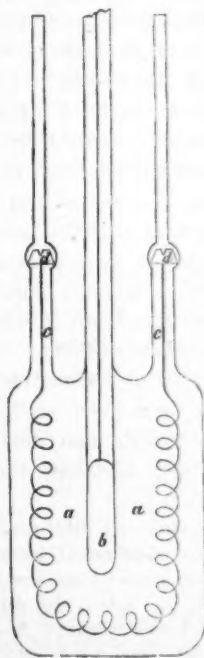
Beschreibung des Apparates, der Versuchsmethode und Berechnung.

Um die früheren Fehlerquellen möglichst zu vermeiden und zugleich den Versuchen völlige Vergleichbarkeit und Präcision zu verleihen, construirte ich mir mehrere Apparate und arbeitete mit denselben. Ich will hier nur diejenigen beschreiben, mit dem ich die nachfolgenden Resultate erhielt, und den ich für den vollkommensten erachtete, den ich eben erreichen konnte. Bei seinem Entwurfe schwebten mir vor Allem folgende Gesichtspunkte vor: absolute Unveränderlichkeit desselben im Laufe der ganzen Untersuchung, Bequemlichkeit und Gleichmäßigkeit der Erwärmung, eine wirklich constante Erkaltungstemperatur, möglichste Vermeidung der Strömungen und der directen Wärmeleitung, Sicherheit in den anzubringenden Correcturen, Schärfe

und Leichtigkeit der gleichzeitigen Bestimmung von Zeit und Temperatur; ich glaubte diesen Rücksichten am Besten in folgender Weise gerecht zu werden.

Der Erkaltungsraum bestand aus einem cylindrischen Gefäße von Messing, dessen Durchmesser 9<sup>cm</sup> und dessen Höhe 12<sup>cm</sup> betrug, in das oben ein dreifach durchbohrter messingener Deckel eingeschraubt war, während eine seitliche Röhre, die ganz nahe dem Gefäße einen Hahn hatte, dazu diente, die Communication mit der Luftpumpe herzustellen. Als erkaltenden Körper nahm ich kein einfaches Thermometer, sondern ein etwas complicirteres System, das den oben dargelegten Principien am Besten zu entsprechen schien. Dasselbe bestand nämlich aus einem gläsernen cylindrischen Gefäße *aa* von 3<sup>cm</sup> Durchmesser und 4<sup>cm</sup>

Höhe, in das oben in der Mitte ein feines Thermometer *b* und symmetrisch dazu auf beiden Seiten Glasröhrchen *cc* von geringer Glasdicke und kleinem Lumen eingeschmolzen waren. Das cylindrische Gefäß des Thermometers befand sich in der Mitte des Glascyllinders; dasselbe war mit einem Normalthermometer verglichen, woraus sich ergeben hatte, daß ein Theilstrich seiner Scale nahezu  $\frac{1}{2}^{\circ}$  C. entsprach. Die beiden seitlichen Röhrchen, durch welche die Erwärmung des Systems erfolgen sollte, waren zu diesem Zwecke in der Nähe des Glascyllinders etwas aufgetrieben, um daselbst sehr kleine Kupferblöckchen *dd* aufzunehmen, die nach oben in der Mitte kleine Vertiefungen hatten, nach unten aber einen zusammenhängenden Platindraht trugen, der innerhalb der Röhrchen etwas dicker war und bei seinem Eintritte in den Glascyllinder in eine Spirale



überging, die das Gefäß des Thermometers symmetrisch umgab. Der Glascylinder war soweit mit Leinöl <sup>1)</sup> gefüllt, daß er bei der niedrigsten Untersuchungstemperatur vollständig davon eingenommen war; da die beiden Röhren an ihrem Ansatz an denselben ein etwas größeres Lumen besaßen, so konnte sich das Oel bei den höheren Temperaturen ausdehnen, ohne die Blöckchen zu erreichen. Das eben beschriebene Erkaltungssystem wurde nun in den oben erwähnten drei Oeffnungen des Deckels des Erkaltungsraumes mittelst Korke so befestigt, daß der Glascylinder gerade in der Mitte desselben sich befand, und die Enden der Röhren nur ganz wenig über die obere Fläche des Deckels hervorragten. Nachdem nun das Erkaltungssystem sowohl, als auch die innere metallische Oberfläche des Erkaltungsraumes sorgfältig gereinigt und unter der Luftpumpe künstlich getrocknet war, wurde der Deckel eingeschraubt, und der Rand desselben, sowie die drei Oeffnungen in denen der Stiel des Thermometers und die beiden Röhren befestigt waren, sorgsam mit Wachs verklebt. Der Apparat blieb nun bis zum Schlusse meiner ganzen Untersuchung in dieser Weise verschlossen, indem ich mich des elektrischen Stromes zur Erwärmung des Systems bediente. Zu diesem Zwecke nahm ich zwei große Bunsen'sche Elemente, deren dicke und lange Poldrähte in zwei dünnen zugespitzten Kupferstiften endigten, die, von oben durch die offenen Enden der beiden Röhren eingeführt, gerade die kleinen Vertiefungen der Metallblöckchen ausfüllten, so daß nun der Strom durch die Spirale floss und diese, und damit auch das System erwärmte. Der, wie oben auseinandergesetzt, zusammengestellte Apparat wurde nun unter Erwärmung des Systems bis auf 135° und Einlassen von

1) Ich habe eine Reihe von Flüssigkeiten, insbesondere auch Salzlösungen anzuwenden gesucht, dieselben aber wegen ihrer relativ guten Leitungsfähigkeit für den Strom wieder verlassen müssen; von den Oelen erwies sich mir Leinöl als das günstigste. Controlversuche ergaben, daß dasselbe im Laufe der Zeit keine den betrachteten Proceß influirende Aenderung erfuhr.

trockner Luft so oft exantlirt, bis sich keine Spur von Feuchtigkeit mehr zeigte, und dann 48 Stunden, vollständig evacuirt, bei geschlossenem Hahne stehen gelassen: die Prüfung ergab, dafs derselbe vollkommen luftdicht war.

Nachdem ich mich nun so von der völligen Zuverlässigkeit desselben überzeugt hatte, ging ich zu den Versuchen über, deren Resultate im Nachfolgenden vorliegen. Zu diesem Behufe wurde die ganze Quecksilberluftpumpe zerlegt, vollständig gereinigt und getrocknet, ebenso das Quecksilber, das ich schliesslich durch gelindes Erwärmen und oftmaliges Filtriren von jeder Feuchtigkeit befreite; eine genaue Prüfung ergab, dafs die Pumpe in allen ihren Theilen ausgezeichnet functionirte. Um nun die Versuche im Vacuo vorzubereiten, wurde ein vollkommen gereinigtes Glasrohr zwischen den Apparat und die Luftpumpe eingeschaltet, dasselbe exantlirt und getrocknet, dann der Hahn des Apparates geöffnet und mit demselben noch einmal mehrmals die nämliche Operation der Evacuierung wie oben vorgenommen. Das Vacuum war so nahe erreicht, dafs das Manometer kein Ablesen des statthabenden Druckes mehr gestattete, der der Berechnung nach weniger als  $0^{\text{mm}},01$  betrug. Sollte in Gasen gearbeitet werden, so wurden diese, die aus chemisch reinen Stoffen dargestellt und durch ein Trocknungsröhrensystem, das mit concentrirter chemisch reiner Schwefelsäure, Chlorcalcium und Phosphorsäureanhydrid gefüllt und bei jedem einzelnen Versuch erneuert wurde, gegangen war, durch die Pumpe mehrmals in den, wie oben, exantlirten Raum eingelassen und unter Erwärmung des Systems wieder ausgepumpt, worauf dann schliesslich die erforderliche Quantität derselben eingeführt wurde. Um jeder Verunreinigung der Gase vorzubeugen, war zwischen der Phosphorsäure- und Chlorcalciumröhre ein gläserner Dreiweghahn eingeschaltet der das Evacuiren bis an seinen Ort gestattete, während ein kräftiger Gasstrom durch die beiden anderen Röhren auf dem anderen Wege des Hahnes abfliessen und die in denselben befindliche Luft verdrängen konnte. In der Zwischenzeit zwischen den ein-



zeln Versuchen war der Apparat evacuirt und bei geschlossenem Hahne von der Pumpe getrennt; diese selbst wurde dann stets durch concentrirte Schwefelsäure trocken erhalten.

Um nun zu den Versuchen selbst überzugehen, wurde der, wie oben angegeben, exantlirte oder mit einem Gase gefüllte Apparat vermittelst des Hahnes geschlossen, von der Pumpe getrennt und in ein mit fein zerstoßenem Eise ausgefülltes Gefäß von Eisenblech eingesetzt, das sich ebenwieder in einem größeren, mit Eis ausgefüllten Behälter befand; beide Gefäße wurden dann soweit noch mit Eis bedeckt, daß der ganze Apparat mit dem Hahne sich im Eise befand und nur die unmittelbare Umgebung der Enden der Röhrchen frei blieb. Hierauf wurde das System bis auf ungefähr  $135^{\circ}$  erwärmt, die Röhrchen durch eingeschliffene und eingefettete Glasstöpselchen geschlossen, und der ganze Apparat noch bis an einen bestimmten, für alle Versuche gleichen Theilstrich der Thermometerscale mit Eis bedeckt; über den Stiel wurde endlich ein athermaner Schirm geschoben, der die ganze Eisfläche bedeckte. Die Temperatur der Luft wurde durch ein feines, in  $\frac{1}{3}^{\circ}$  C. getheiltes Thermometer bestimmt, dessen Gefäß sich neben dem freien Theile des Stieles und zwar in der Mitte desselben befand. In dem Augenblicke, in dem der Quecksilberfaden einen bestimmten, für alle Versuche gleichen Theilstrich passirte, begann ich die Beobachtung, indem ich nun von Minute zu Minute die Temperatur notirte; die Zeitbestimmung geschah mittelst einer compensirten Secundenschlaguhr.

Am Anfange meiner Untersuchung bediente ich mich eines Mikroskopes mit Fadenkreuz zur Beobachtung der Temperatur; da aber der Gebrauch desselben wegen der stets erneuten Einstellung die Genauigkeit der Zeitbestimmung zu gefährden schien, und gerade Fehler dieser Art nach Möglichkeit fern zu halten sind, so vertauschte ich dasselbe mit einer scharfen Lupe, die ich mit Staniolblättchen bedeckte, welche eine so kleine centrale Oeffnung

hatten, daß jede Parallaxe hinwegfiel. Hierdurch gewann ich zugleich den Vortheil, den Gang des anderen Thermometers während jeder Versuchsreihe stetig beobachten zu können, wobei ich übrigens bemerken muß, daß die Schwankungen desselben bei allen meinen Versuchen so gering waren, daß sie vollkommen hätten vernachlässigt werden können; entgegengesetzten Falles hätte ich übrigens auch den betreffenden Versuch verworfen, da die später zu besprechende Correctur hierdurch unsicherer geworden wäre. Um den Einfluß der Ausstrahlung durch den Beobachter möglichst zu vermindern, hielt ich mich von dem Stiele fern, und näherte mich ihm erst kurz vor jeder Beobachtung. Nach jedem einzelnen Versuche wurde der Apparat der Probe unterworfen, indem ich ihn mittelst des Glasrohres mit der Pumpe in Verbindung brachte, in letzterer, sowie in der Leitung, unter den gewöhnlichen Vorsichtsmaßregeln den ursprünglichen Gasdruck oder das Vacuum herstellte und dann den Hahn öffnete. Die Correctur des Nullpunktes, der sich außerhalb des Apparates befand, geschah stets einfach dadurch, daß ich den Apparat mit trockener Luft gefüllte, ebenso wie bei dem Versuche selbst in Eis stehen liefs, bis das Thermometer stationär wurde, was eine ziemlich lange Zeit erforderte.

An den unmittelbar beobachteten Temperaturen war nun noch eine Correctur anzubringen; einerseits nämlich besaß die Quecksilbersäule des freien Theiles des Stieles die Temperatur der umgebenden Luft, andererseits die dem Erkaltungsraume zunächst befindliche die Temperatur  $0^{\circ}$ . Jede der beobachteten Temperaturen war daher gegen die wirkliche des Systems etwas zu niedrig, und zwar um so viel, als sich die Quecksilbersäule ausdehnen würde, indem man sie von der Temperatur der umgebenden Luft, beziehungsweise  $0^{\circ}$ , auf die Temperatur des Oeles brächte. Bei dieser Berechnung scheint nur der kleine Theil dieser Säule, der sich im Erkaltungsraume zunächst dem Glaszylinder befindet, einige Schwierigkeiten zu machen, da seine Temperatur nicht genau bestimmbar ist; ich habe mich jedoch

rechnerisch überzeugt, daß selbst bei Annahme der ungünstigsten Verhältnisse der hieraus entstehende Fehler vernachlässigt werden kann. Der bei dieser Correctur nöthige Ausdehnungscoefficient des Glases war für die hier verwandte Glassorte direct bestimmt.

Ich bemerke hier, daß ich höhere Temperaturen vermieden habe, da die Correctur wegen des Stieles unzuverlässiger geworden wäre, und überdies die Unregelmäßigkeiten der Quecksilberausdehnung die Resultate sehr hätten entstellen müssen; auch niedrigere Temperaturen habe ich außer Berücksichtigung lassen müssen, da der Glascylinder bei denselben von dem Oele nicht mehr vollständig ausgefüllt gewesen wäre.

Um nun aus den so corrigirten Beobachtungsdaten das Gesetz der Erkaltung zu bestimmen, mußten daraus die Erkaltungsgeschwindigkeiten, d. h. jene Temperaturerniedrigungen berechnet werden, welche stattfinden würden, wenn das System sich eine Minute lang einfach der Zeit proportional abgekühlt hätte. Um diesen Zweck zu erreichen, habe ich nun die Reihe der beobachteten Temperaturen in ihrer Abhängigkeit von der Zeit durch die Formel

$$\text{Lognat. } T_0 - \text{Lognat. } T = a_1 x + a_2 x^2$$

darzustellen gesucht, worin  $T_0$  die Temperatur zu Anfang des Versuches,  $T$  die Temperatur nach  $x$  Minuten und  $a_1$ ,  $a_2$  Constanten bedeuten, welche aus den Beobachtungen so berechnet wurden, daß die aus dieser Gleichung für  $x = 1, 2, \dots$  Minuten berechneten Werthe der Temperaturen mit den beobachteten möglichst übereinstimmen. Aus dieser Gleichung ergab sich sofort die einem Temperatur-excesse  $T$  entsprechende Erkaltungs-Geschwindigkeit

$$v = T(a_1 + 2a_2 x)$$

eine Gleichung, welche in Verbindung mit der vorigen die einem beliebigen Temperaturexcesse correspondirende Erkaltungsgeschwindigkeit zu berechnen erlaubte.

In dieser Weise wurden nun die Erkaltungsgeschwindigkeiten sowohl im luftleeren, als im gaserfüllten Raume berechnet; aus ihnen ergab sich dann der Erkaltungseffect,

der von den Gasen allein herrührte und nicht der directen Beobachtung unterworfen werden konnte, in folgender Weise. Wenn nämlich ein Körper im Vacuo erkaltet, so verliert er Wärme nur auf dem Wege der Strahlung: die aus den obigen Gleichungen berechneten Erkaltungsgeschwindigkeiten stellen daher den reinen Effect der Strahlung dar. Erfolgt dagegen die Erkaltung in einem Gase, so gesellt sich zu letzterem noch die Wärmeabfuhr durch das Gas, wodurch die Erkaltungsgeschwindigkeit unter sonst gleichen Verhältnissen einen gewissen Zuwachs erhält. Ist demnach die Erkaltungsgeschwindigkeit eines Körpers sowohl im gaserfüllten, als im leeren Raume bei einem bestimmten Temperaturexcesse bekannt, so giebt offenbar ihre Differenz die Erkaltungsgeschwindigkeit, die von dem Contacte des Gases allein herrührt und unmittelbar beobachtet werden würde, wenn der erkaltende Körper bei gleichem Temperaturexcesse des Ausstrahlungsvermögens beraubt und nur dem Einflusse des Gases ausgesetzt wäre.

Schließlich füge ich noch an, dafs die unmittelbare Ableitung der Wärme durch den Stiel des Thermometers und die beiden seitlichen Röhren dadurch möglichst vermindert wurde, dafs ersterer einen sehr kleinen Durchmesser und der ihn umgebende angeschmolzene Glasmantel eine sehr geringe Glasdicke hatte, und beide Röhrchen, die bei kleinem Lumen aus sehr dünnem Glase bestanden und von den Metallblöckchen nur an einigen wenigen Punkten berührt wurden, durch eine dünne stehende Luftsäule geschlossen waren.

### III.

#### Ergebnisse der Untersuchung.

In der eben beschriebenen Weise habe ich nun eine Reihe von Versuchen angestellt, die sich aber nur auf vier verschiedene Gase unter einem Drucke von 90<sup>mm</sup> beziehen, da jeder einzelne Versuch mit seinen Vorbereitungen eine bedeutende Zeit in Anspruch nahm, und die Voruntersuchung, wie schon erwähnt, diejenigen Versuche, welche ich

als verwendbar erachten konnte, bis in das Frühjahr verschoben hatte. Da diese einzelnen Versuchsreihen unter einander sehr gut stimmten, so zwar, daß die bald positiven, bald negativen Abweichungen in den wenigsten Fällen  $0^{\circ},1$  C. erreichten, und die Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und den nach der ersten Gleichung berechneten Temperaturen eine ganz vorzügliche war, so begnüge ich mich damit, die aus ihnen berechneten Mittelzahlen der Erkaltungsgeschwindigkeiten — der reinen Erkaltungseffecte der Gase — für Temperaturexcesse von 5 zu 5 Graden fortschreitend hier niederzulegen. Folgende Tabellen enthalten nun die genannten Gaseffecte in der zweiten Columnne bei den ihnen vorgesetzten Temperaturexcessen  $T$ , während die dritte sie nach der Formel  $v = m \cdot T$  berechnet darstellt, worin  $m$  eine nur von der Temperatur des betreffenden Gases abhängige Constante bezeichnet; die letzte Columnne endlich giebt die Differenzen zwischen den Resultaten dieser Berechnung und der Beobachtung an.

## I. Wasserstoff.

$$m = 0,036939.$$

T	V		Differenz	T	V		Differenz
	Beobachtet	Berechnet			Beobachtet	Berechnet	
115	4,17	4,25	+ 0,08	85	3,17	3,14	— 0,03
110	4,00	4,06	+ 0,06	80	3,00	2,95	— 0,05
105	3,84	3,88	+ 0,04	75	2,83	2,77	— 0,06
100	3,67	3,69	+ 0,02	70	2,66	2,59	— 0,07
95	3,51	3,51	—	65	2,48	2,40	— 0,08
90	3,34	3,32	— 0,02				

## II. Stickstoff.

$$m = 0,00655.$$

115	0,80	0,75	— 0,05	85	0,54	0,56	+ 0,02
110	0,75	0,72	— 0,03	80	0,50	0,52	+ 0,02
105	0,71	0,69	— 0,02	75	0,46	0,49	+ 0,03
100	0,67	0,66	— 0,01	70	0,42	0,46	+ 0,04
95	0,63	0,62	— 0,01	65	0,38	0,43	+ 0,05
90	0,58	0,59	+ 0,01				

## III. Atmosphärische Luft.

$$m = 0,006701.$$

T	V		Differenz	T	V		Differenz
	Beob- achtet	Be- rechnet			Beob- achtet	Be- rechnet	
115	0,83	0,77	— 0,06	85	0,55	0,57	+ 0,02
110	0,78	0,74	— 0,04	80	0,50	0,54	+ 0,04
105	0,73	0,70	— 0,03	75	0,46	0,50	+ 0,04
100	0,69	0,67	— 0,02	70	0,42	0,47	+ 0,05
95	0,64	0,64	—	65	0,37	0,43	+ 0,06
90	0,59	0,60	+ 0,01				

## IV. Kohlensäure.

$$m = 0,005428.$$

115	0,68	0,62	— 0,06	85	0,44	0,46	+ 0,02
110	0,64	0,60	— 0,04	80	0,40	0,43	+ 0,03
105	0,60	0,57	— 0,03	75	0,36	0,41	+ 0,05
100	0,56	0,54	— 0,02	70	0,33	0,38	+ 0,05
95	0,52	0,52	—	65	0,29	0,35	+ 0,06
90	0,48	0,49	+ 0,01				

Aus den Resultaten unserer Untersuchung ergeben sich unmittelbar folgende Schlüsse:

1. Der mathematische Ausdruck, den Dulong und Petit abgeleitet, stellt das wahre Gesetz für die Aenderung der Erkaltungsgeschwindigkeit mit der Temperatur nicht dar, insofern er den bloßen Erkaltungseffect der Gase angeht.

2. Der Erkaltungseffect der verschiedenen Gase ist sehr verschieden; dieselben ordnen sich hiebei nicht nach ihrem chemischen, sondern nach ihrem physikalischen Verhalten, indem Wasserstoff und Kohlensäure — zwei durch die große Verschiedenheit ihres specifischen Gewichtes und ihrer Wärmecapacität so ausgezeichnete Gase — auch hierin Extreme darstellen, während Stickstoff und atmosphärische Luft, die durch fast identische physikalische Constanten charakterisirt sind, auch fast identische Erkaltungsgeschwindigkeiten besitzen.

3. Die Berechnungen, welche die beobachteten Temperaturen in ihrer Abhängigkeit von den Abkühlungszeiten



durch die Formel:  $\log T_0 - \log T = a_1 x + a_2 x^2$  darzustellen suchten, ergaben, dafs in allen Fällen der Coëfficient  $a_1$  einen sehr kleinen Werth erhielt, der mit Ausnahme der Beobachtungsdata, die sich auf Wasserstoff bezogen, negativ war; hieraus ergab sich schon, dafs die Abweichungen vom Newton'schen Gesetze nicht bedeutend seyen, und dafs Wasserstoff sich im entgegengesetzten Sinne davon entferne. Versucht man nun in der That, wie oben geschehen, diesem Gesetze gemäß die den reinen Erkaltungseffecten der Gase entsprechenden Erkaltungsgeschwindigkeiten mit den correspondirenden Temperaturen des erkaltenden Systems durch die Relation:  $v = m \cdot T$  zu verknüpfen, worin  $m$  eine nur von der Natur des Gases abhängige Constante ist, so zeigt sich, dafs die Differenzen zwischen der Berechnung und der Beobachtung nicht zu grofs sind; es ergibt sich jedoch zugleich hieraus, dafs das genannte Gesetz nicht den strengen Fall der Natur darstellt, indem alle Gase in einem bestimmten Sinne davon abweichen, und zwar Wasserstoff in dem entgegengesetzten, wie die übrigen. Zugleich erhellt mit Rücksicht auf das entgegengesetzte Verhalten des Wasserstoffs, ferner auf die stets vollkommen identische Versuchs- und Berechnungsmethode, endlich mit Rücksicht auf den Umstand, dafs die Versuche mit Wasserstoff der Zeit nach zwischen die Versuche mit atmosphärischer Luft und Kohlensäure fielen, und überdies Controlversuche die Unveränderlichkeit des ganzen Apparates aufser Frage stellten, dafs diese Abweichungen keine Folge constanter Beobachtungsfehler, fehlerhafter Correcturen oder irgend welcher Aenderungen des Systems seyn können.

4. Auch bei den Berechnungen, welche sich auf die Erkaltung im Vacuo bezogen, ergab sich ein sehr kleiner Werth des Coëfficienten  $a_2$ , so dafs die Abweichungen der nach der Formel:  $v = m \cdot T$  berechneten Erkaltungsgeschwindigkeiten von den beobachteten unbedeutend gröfser, als bei den Erkaltungseffecten des Wasserstoffs waren; es er-

hellst dießs sofort aus folgender Tabelle deren Einrichtung vollkommen den oben entworfenen entspricht.

T	V		Differenz	T	V		Differenz
	Beobachtet	Berechnet			Beobachtet	Berechnet	
115	3,26	3,19	— 0,07	85	2,33	2,36	+ 0,03
110	3,11	3,05	— 0,06	80	2,18	2,22	+ 0,04
105	2,95	2,91	— 0,04	75	2,03	2,08	+ 0,05
100	2,80	2,77	— 0,03	70	1,88	1,94	+ 0,06
95	2,64	2,64	—	65	1,73	1,80	+ 0,07
90	2,49	2,50	+ 0,01				

Ich glaube, daß diese Abweichungen ihrer Größe und ihrem Sinne nach sehr wohl auf Rechnung der zwar verminderten, aber doch nicht ganz zu vermeidenden directen Wärmeleitung und der Ausdehnung des Oeles zu setzen seyn, von der die Erkaltungseffecte der Gase entsprechend ihrer Berechnung nur in äußerst geringem Maasse noch beeinflusst seyn können. Es erscheint mir sonach höchst wahrscheinlich, daß das Newton'sche Gesetz der wahren Ausdruck für den Erkaltungseffect der bloßen Strahlung sey; da aber das hier verwandte erkaltende System eine ziemlich complicirte Zusammensetzung besaß, so halte ich mich zu keinem strengen Schlusse berechtigt, sondern begnüge mich vorläufig, diese Thatsache einfach zu constatiren, die jedenfalls einer erneuten eingehenden Untersuchung würdig erscheint.

#### IV.

##### Theoretische Schlussbetrachtungen.

In dem Vorstehenden sind einfach die Thatsachen enthalten, die sich direct aus dem Materiale der Untersuchung ohne irgend eine besondere Annahme ergeben haben; wir kommen nun dazu, die Unterschiede, welche sich in Bezug auf den Erkaltungseffect der untersuchten Gase gezeigt, mit den Ansichten über die innere Constitution derselben zu vergleichen, d. h. sie aus ihren differenten physikalischen Eigenschaften zu erklären, da unsere Resultate auf einen

gewissen Zusammenhang dieser letzteren mit den Erhaltungsgeschwindigkeiten hingewiesen haben. Freilich kann man hiebei keine präzise numerische Uebereinstimmung zwischen den Ergebnissen des Versuches und des theoretischen Calcüls erwarten, da die hiezu nöthigen physikalischen Constanten theilweise fehlen; vielmehr wird man es als ganz befriedigend erachten müssen, wenn es gelingt, den Sinn der genannten Unterschiede theoretisch zu begründen und die Abweichungen des Calcüls von der Beobachtung als mit der Theorie vereinbar nachzuweisen. Schliesslich werde ich noch das eigenthümliche Verhalten der verschiedenen Gase dem Newton'schen Gesetze gegenüber zu berühren haben, da dasselbe vielleicht im weiteren Verfolge des Gegenstandes einen tieferen Einblick in ihre Molecularverhältnisse zu gewinnen gestatten dürfte.

Bevor wir nun zur Discussion des hier zu betrachtenden Vorganges selbst übergehen, müssen wir uns vor Allem eine Vorstellung über die Constitution der Gase und über das Verhalten einer Gasmasse zu bilden suchen. Wir nehmen zu diesem Zwecke im Einklange mit der mechanischen Wärmethorie an, dafs die Gase aus Atomgruppen, den Moleculen, zusammengesetzt sind, welche nicht in bestimmten Gleichgewichtslagen verharren, sondern neben den Bewegungen, die in Rotationen der ganzen Elementargebilde und in beliebigen Einzelschwingungen ihrer constituirenden Bestandtheile bestehen, noch eine sehr lebhaft, nach allen Seiten hin unregelmäfsig erfolgende fortschreitende geradlinige Bewegung besitzen: Die gesammte lebendige Kraft aller dieser Bewegungen stellt das dar, was wir Wärme nennen; dem entsprechend mufs die Bewegungsgeschwindigkeit der Gasmoecüle um so gröfser seyn, je höher die Temperatur ist. Ferner entnehmen wir der Erfahrung den Schluss, dafs die Moleculen der Gase im Vergleiche zu denen der festen und flüssigen Körper sehr weit von einander entfernt sind, dafs mithin also die Molecularkräfte sowohl, als auch die Anzahl der Moleculen die in einem bestimmten Volumen enthalten sind, einen relativ sehr kleinen

Werth besitzen. Diese Folgerung bezieht sich jedoch, wie bemerkt, nur auf die relativen, nicht aber auf die absoluten Werthe dieser Gröfsen; da sich nämlich die Molecularkräfte bei den wirklichen Gasen noch immerhin als wirksam erweisen, und allen Erfahrungen nach diefs nur auf ganz unmeßbaren Distanzen möglich ist, so werden, absolut genommen, die Entfernungen der Molecüle von einander noch immer sehr klein, und demgemäfs die in einem sehr kleinen Volumen befindliche Anzahl von Molecülen sehr grofs seyn. Denken wir uns daher eine Gasmasse zwischen zwei festen Wänden eingeschlossen, so werden die Molecüle derselben nicht direct von der einen Wand zur anderen fliegen können, sondern, absolut genommen, schon sehr nahe ihrem Ausgangspunkte an andere Molecüle stoßen, von diesen gleich elastischen Kugeln abprallen und so von ihrer Bahn abgelenkt werden. Ebenso wird ein Molecül, das, mit einer gröfseren Bewegungsgeschwindigkeit als die übrigen Molecüle begabt, die eine Wand verläßt, diese nicht direct an die andere Wand übertragen können, sondern diese Uebertragung wird sich nur durch eine sehr grofse Anzahl von Stößen, die von Schicht zu Schicht auf höchst unregelmäfsigem Wege erfolgen, vollziehen.

Denken wir uns nun nach diesen Erläuterungen eine Gasmasse zwischen zwei unendlich grofse parallele Wände eingeschlossen, die beide eine constante Temperatur besitzen, und zwar die eine eine höhere als die andere: in Folge dessen wird nun vermittelt des Gases eine Wärmemittheilung von der einen Wand zur anderen erfolgen, indem fortwährend Wärme von der wärmeren Wand an das Gas abgegeben, dann innerhalb desselben durch Stöße von Schicht zu Schicht verbreitet und schliefslich vom Gase an die kältere Wand übertragen wird. Werden beide Wände längere Zeit auf constanter Temperatur erhalten, so tritt ein stationärer Zustand in dem Gase ein, bei dem die Temperatur in der Richtung von der wärmeren zur kälteren Wand nach einem bestimmten Gesetze stetig abnimmt: dieses Gesetz können wir uns durch eine Curve

dargestellt denken, deren Abscissen und Ordinaten beziehungsweise die normalen Entfernungen der zu jenen Ebenen parallelen Schichten von der wärmeren Wand und die darin herrschenden Temperaturen sind, welche letztere zwar von Schicht zu Schicht variiren, innerhalb einer jeden aber einen constanten Werth besitzen. Zugleich findet dann durch das Gas hindurch ein Wärmestrom von bestimmter unveränderlicher Stärke statt, den wir in folgender Weise uns vorzustellen haben. Denken wir uns nämlich durch den mit Gas erfüllten Raum eine den schließenden Wänden parallele Ebene gelegt, so geht durch diese in der Zeiteinheit von beiden Wänden her eine große Anzahl von Moleculen, von denen aber die von der wärmeren Wand heranfliegenden eine größere Bewegungsgeschwindigkeit haben, als die in umgekehrter Richtung hindurchgehenden, weil die Temperatur der ersteren eine höhere ist, als die der letzteren. Die gesammte lebendige Kraft also, welche während der Zeiteinheit in dem einen Sinn durch die Ebene geht, ist demnach größer, als die im entgegengesetzten Sinne hindurch gehende, und wir behalten daher, wenn wir gleiche Mengen, welche im entgegengesetzten Sinne hindurchgehen, sich gegenseitig aufheben lassen, noch einen gewissen Ueberschuss an lebendiger Kraft, der von der wärmeren zur kälteren Wand hindurchgeht. Diese durch die Ebene gehende lebendige Kraft bildet den oben erwähnten Wärmestrom.

Aus dieser Definition folgt nun unmittelbar, daß dieser Wärmestrom in folgender einfacher Weise sich aus der Erkaltungsgeschwindigkeit der wärmeren Wand bestimmen läßt. Da nämlich letztere die Anzahl von Graden angiebt, um welche die Temperatur in der Zeiteinheit sinken würde, wenn die Abkühlung durch das Gas allein der Zeit proportional wäre, so können wir die in der Zeiteinheit von der Wand bei constanter Temperatur an das Gas abgegebene Wärmemenge mit

$$\frac{v}{k}$$

bezeichnen, worin  $k$  einen constanten Coëfficienten darstellt, wenn wir seine geringen Aenderungen mit der Temperatur vernachlässigen. Da diese Wärmeabgabe nur durch den Contact mit dem Gase erfolgt, die nämliche Wärmemenge also in der Zeiteinheit durch dasselbe ausströmen muß, so ist diese Gröfse gleich dem oben genannten unter denselben Temperaturverhältnissen eintretenden Wärmestrome; bezeichnen wir denselben daher mit  $L$ , so kommt

$$v = k \cdot L \quad . . . . . (1)$$

Die Gröfse  $L$  hat nun Clausius <sup>1)</sup>, der sie als die *Wärmeleitung gasförmiger Körper* bezeichnete, einer näheren theoretischen Betrachtung unterworfen, auf welche ich, da sie keiner wesentlichen Kürzung fähig erscheint, einfach verweisen muß, und für dieselbe die Formel entwickelt

$$L = K \sqrt{1 + \alpha t} \frac{dt}{dx}, \quad . . . . . (2)$$

worin  $\alpha$  den Ausdehnungscoëfficienten des Gases,  $t$  die Temperatur desselben an der betrachteten Stelle,  $\frac{dt}{dx}$  das Gesetz der Abnahme, welche die Temperatur daselbst in der Richtung der Abscissenaxe erleidet und endlich  $K$  eine Constante darstellt, welche nur von der Natur des Gases abhängt und den Werth hat

$$K = 202,1 \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\sigma}} \varepsilon, \quad . . . . . (3)$$

wenn wir mit  $\gamma$  die spezifische Wärme bei constantem Volumen, mit  $\sigma$  das spezifische Gewicht des Gases und endlich mit  $\varepsilon$  die mittlere Weglänge seiner Moleculë bezeichnen. Setzen wir die Relation (2) in die Gleichung (1), ein, so kommt

$$v = k \cdot K \sqrt{1 + \alpha t} \frac{dt}{dx} \quad . . . . . (4)$$

Was nun die Anwendung dieser Formel in dem uns vorliegenden concreten Falle angeht, so ist es natürlich

1) Clausius, Ueber die Wärmeleitung gasförmiger Körper. Siehe Abhandlungen über die mechanische Wärmetheorie von Clausius. II. Abtheilung, S. 277 ff.



nicht möglich, die bei der vorstehenden Entwicklung angenommene ideale Anordnung bei wirklichen Versuchen zu realisiren, indem statt der unendlich großen Parallelebenen begrenzte Körper zur Anwendung gebracht werden müssen; da aber in unserem speciellen Falle wegen der symmetrischen Gestaltung des erkaltenden Systems und der Erkaltungshülle die gegenüberliegenden Flächentheile als ähnlich und nicht sehr stark von der Ebene abweichend, endlich gegen die Weglängen der Gasmoleculé und den von ihnen eingenommenen Raum als unendlich groß zu betrachten sind, so wird diese Formel auf je zwei entsprechende derselben und somit auf das ganze System annähernd anwendbar seyn. Ferner setzt die Anwendung dieser Formel auf die von uns erhaltenen Resultate voraus, daß der Erkaltungsproceß nur als eine Folge der Abfuhr derjenigen Wärme zu betrachten sey, welche den Moleculen selbst innewohnt und von einem Molecul zum anderen nur durch Zusammenstoß übertragen wird; sie nimmt nämlich keine Rücksicht auf die strahlende Wärme, welche von den Gasmoleculen ausgeht, und auf die Strömungen, welche in der Gasmasse durch die darin bestehenden Temperaturdifferenzen hervorgerufen werden. Was nun zunächst den ersten Punkt betrifft, so ist sein Einfluß bei dem geringen Ausstrahlungs- und Absorptionsvermögen der Gasmoleculé jedenfalls sehr klein, da er sich aber überdiß auf alle Moleculé und nach allen Richtungen hin erstreckt, so wird sogar eine theilweise Compensation eintreten, die den ohnehin geringen Einfluß zu vernachlässigen gestattet. Was andererseits die Gasströmungen angeht, die bei den vorliegenden Versuchen unter allen Umständen ungleich geringer, als bei den Arbeiten von Dulong und Petit waren, so müssen wir vor Allem in Erwägung ziehen, daß bei dem sehr geringen Wärmeleitungsvermögen der Gase und der von mir zur Anwendung gebrachten Versuchsanordnung die Temperaturdifferenzen angrenzender Schichten sehr gering waren, in Folge dessen Strömungen jedenfalls nur in sehr beschränktem Maasse eintreten und den Erkaltungs-

process influiren konnten; dasselbe gilt auch für die Versuche mit Wasserstoff, bei dem möglicher Weise etwas grössere Temperaturdifferenzen vorkommen könnten, deren Einfluss jedoch durch den kleineren Ausdehnungscoefficienten gehoben werden dürfte.

Wir haben nun oben gefunden, dass die Relation

$$v = m \cdot T, \quad . . . . . (5)$$

worin  $T$  die Temperatur des erkaltenden Systems und  $m$  eine von der Natur des Gases abhängige Constante ist, unsere Versuchsergebnisse befriedigend darstellt; setzen wir dieselbe in Gleichung (4) ein, so kommt

$$m \cdot T = k \cdot K \sqrt{1 + \alpha t} \frac{dt}{dx} \quad . . . (6)$$

Um diesen Ausdruck nun zu prüfen, sind wir aus Mangel an genügenden Anhaltspunkten vorerst genöthigt, einige Voraussetzungen einzuführen, welche bei Gasen von nicht sehr verschiedenem Wärmeleitungsvermögen jedenfalls annähernd zutreffen, bei solchen von relativ bedeutender Leitungsfähigkeit dagegen in keiner Weise erfüllt seyn werden. Wir wollen nämlich die Annahme machen, dass bei allen Gasen die gleiche Schicht bei einem und demselben Temperaturexcesse des Systems die gleiche Temperatur besitze; da unter diesen Umständen, wenn wir den Ausdehnungscoefficienten  $\alpha$  für alle Gase gleich annehmen, auf beiden Seiten unserer Gleichung nur die Gröfsen  $m$  und  $K$  noch von der Natur des Gases abhängen, so können wir setzen:

$$m = \text{Const. } K$$

oder nach Gleichung (3)

$$m = C \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\sigma}} \cdot \varepsilon, \quad . . . . . (7)$$

wenn wir alle Constanten in den Coefficienten  $C$  zusammenfassen. Auf der rechten Seite dieser Relation sind nun alle Gröfsen bis auf die mittlere Weglänge  $\varepsilon$  der Molecule bekannt; nehmen wir auch diese für alle Gase gleich an, so erhalten wir für zwei Gase  $a$  und  $b$ , wenn wir die darauf bezüglichen Gröfsen durch Indices unterscheiden,

$$m_a : m_b = \frac{\gamma_a}{\sqrt{\sigma_a}} \cdot \frac{\gamma_b}{\sqrt{\sigma_b}} \cdot \cdot \cdot \cdot (8)$$

Vergleichen wir nun die Werthe von  $m$ , die aus der Beobachtung und aus der Berechnung nach dieser Gleichung fließen, indem wir für atmosphärische Luft  $m = 100$  setzen, so erhalten wir:

Namen der Gase	$m$	
	beobachtet	berechnet nach Gleichung 8)
Wasserstoff	551	380
Luft	100	100
Stickstoff	98	101
Kohlensäure	81	79

Wir ersen aus dieser Zusammenstellung, dafs die Uebereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung mit Ausnahme der Zahlen, welche sich auf den Wasserstoff beziehen, eine sehr befriedigende ist; was nun die Abweichungen angeht, die sich bei diesem Gase zeigen, so scheinen mir dieselben vollkommen aus den ungenauen Annahmen erklärlich, die wir oben gemacht und die keins der Gase in relativ so hohem Grade influiren, als den Wasserstoff. Wir setzten nämlich bei der Bildung der Gleichung 8) voraus, dafs bei gleichem Temperaturexcesse die gleiche Schicht bei allen Gasen die gleiche Temperatur und die mittlere Weglänge der Molecüle aller Gase die gleiche Gröfse besitze. Was nun den ersteren Punkt betrifft, so erscheint es mir ganz unzweifelhaft, dafs unter sonst gleichen Verhältnissen die Temperatur des Gases um so höher seyn mufs, je gröfser das Wärmeleitungsvermögen desselben ist. Ferner ist es höchst unwahrscheinlich, dafs die mittlere Weglänge der Molecüle aller Gase die gleiche sey; Clausius<sup>1)</sup> hat nämlich aus einer theoretischen Betrachtung dieser Gröfse den Schlufs gezogen, dafs dieselbe dem Radius der Wirkungssphäre des Molecüls umgekehrt pro-

1) Clausius, Ueber die mittlere Länge der Wege, welche bei der Molecularbewegung gasförmiger Körper von den einzelnen Molecülen zurückgelegt werden, Siehe Abhandlungen etc. II. Abtheilung, S. 260 ff.

portional sey. Es scheint mir nun aus den bisherigen Versuchen über die Permeabilität der Metalle für Gase mit großer Wahrscheinlichkeit hervorzugehen, daß die leichteren Gase, insbesondere Wasserstoff, aus kleineren Moleculen bestehen, als die schwereren; man wird es nun jedenfalls der Natur angemessener finden, bei jenen auch kleinere Wirkungssphären anzunehmen als bei diesen. Aber selbst wenn wir ganz von dieser Annahme einer verschiedenen Größe der verschiedenen Moleculi absehen, so wird man zu demselben Schlusse kommen müssen, da die Molecularkräfte, von denen die Wirkungssphäre des Moleculs abhängt, von der Masse des Moleculs ausgeübt werden, und man jedenfalls geringeren Massen auch geringere Kräfte zuschreiben wird. Diese beiden eben besprochenen ungenauen Annahmen müssen daher bei dem Wasserstoff wegen seiner relativ eminenten Wärmeleitungsfähigkeit und Leichtigkeit eine relativ sehr bedeutende Verkleinerung des berechneten Werthes von  $m$  gegen den beobachteten herbeiführen, während sie die übrigen Gase, die hierin relativ viel geringere Unterschiede zeigen, im Verhältnisse ungleich weniger influiren. Aus der Gleichung 8) ergibt sich zugleich auch, in wie fern feuchte Gase, abgesehen von Verdampfungs- und Condensationsprocessen, den Erkältungsvorgang modificiren; berechnen wir nämlich darnach  $m$  für Wasserdampf, so erhalten wir für diese Größe die Zahl 172; hieraus folgt der Schlufs, daß unter sonst gleichen Umständen durch Beimengung von Wasserdampf das Wärmeleitungsvermögen von Luft, Stickstoff und Kohlensäure relativ erhöht, dagegen das des Wasserstoffs relativ verringert wird, eine Folgerung, die mit der Erfahrung, insbesondere mit den Resultaten von Dulong und Petit vollkommen übereinstimmt.

Mit Rücksicht auf die befriedigende Uebereinstimmung obiger Zahlen und die daran sich schließende Discussion derselben erachte ich den Schlufs für vollkommen berechtigt, daß die Wärmeleitung in den Gasen sich im Großen und Ganzen in der oben dargestellten Weise vollzieht, nach

welcher das Wärmeleitungsvermögen derselben aufser von ihrer Wärmecapacität hauptsächlich von ihrem specifischen Gewichte abhängt, dafs für die Geschwindigkeit und die mittlere Weglänge ihrer Molecüle maafsgebend ist. Es mufs hiebei bemerkt werden, dafs man unter Wärmeleitung bisher eigentlich diejenige Art der Uebertragung von Wärme verstanden hat, bei der jedes Molecül die Bewegung von seinem Nachbar empfängt und wieder an andere abgibt, jedoch selbst an seiner Stelle bleibt, so zwar, dafs diese Wärmeleitung als eine stete Folge von Absorption und Ausstrahlung von Wärme aufzufassen wäre, welche Definition jedenfalls von der oben adoptirten ganz verschieden ist und, wie unsere Resultate zeigen, nur auf einen sehr geringen Theil des molecularen Wärmeüberganges sich bezieht. Ebenso halte ich es keineswegs für unwahrscheinlich, dafs auch in festen und flüssigen Körpern eine Wärmeleitung bestehe, die von der letztbeschriebenen wesentlich verschieden ist; die Idee scheint mir nämlich sehr annehmbar, dafs die Schwingungen, welche wir in festen Körpern, und die wälzenden Bewegungen, die wir bei flüssigen Körpern annehmen müssen, auch bei diesen Körpern in Bezug auf ihre Wärmeleitung eine ähnliche Rolle spielen, wie die fortschreitende Bewegung der Gasmolecüle. Man kann sich in der That auch eine Vorstellung von dem Grunde der rascheren Wärmeverbreitung in ersteren Körpern machen; während nämlich die fortschreitende Bewegung der Gasmolecüle sehr unregelmäfsig ist, werden wir bei festen Körpern ziemlich regelmäfsige Schwingungen der einzelnen Molecüle zwischen ihren Nachbarn annehmen dürfen, so zwar, dafs die einem Molecüle innewohnende Wärmebewegung durch Stofs direct an das benachbarte und von dort aus ebenso weiter längs einer Curve übertragen wird, die von einer geraden Linie nicht bedeutend abweichen wird. Wir haben daher bei ihnen die Wärmeleitung uns etwa so vorzustellen, wie die Fortpflanzung einer gewissen Bewegung, die der ersten einer Reihe von sehr nahe bei einander befindlichen, in kleinen und schnellen Schwingungen gegen

einander begriffenen elastischen Kugeln mitgetheilt, wobei die Bewegung von Kugel zu Kugel übertragen wird, und sich schnell weithin fortpflanzen kann, während doch jede Kugel dabei nur einen sehr kleinen Weg durchläuft. Diese Auffassung scheint mir in vollem Einklange mit den That- sachen zu stehen, welche sich auf die verschiedene Lei- tungsfähigkeit der Krystalle und anderer anisotropen Kör- per nach verschiedenen Richtungen beziehen; während näm- lich in den homogenen und isotropen Körpern alle Mole- cülreihen in gleicher Weise gebildet seyn werden, müssen wir bei jenen längs den ausgezeichneten Richtungen eine besondere Gruppierung der Molecile annehmen, wodurch ihr Bewegungszustand, insbesondere ihre Schwingungsweite und Vibrationsgeschwindigkeit, eine entsprechende Aende- rung erfahren muß. — Die Flüssigkeiten, die in Bezug auf die Regelmäßigkeit ihrer Molecularbewegung zwischen den festen und gasförmigen Körpern stehen, reihen sich daher auch zwischen dieselben hinsichtlich ihres Wärmeleitungs- vermögens.

Aus dem Vorstehenden ergibt sich zugleich auch, welche Stellung die vorliegende Arbeit den Versuchen, welche Magnus <sup>1)</sup> über die Wärmeleitungsfähigkeit der Gase an- gestellt hat, und den daraus gezogenen Schlüssen gegen- über einzunehmen hat. Was zunächst die Versuche von Magnus angeht, so versuchte derselbe die Lösung seines Problems auf doppeltem Wege. Einerseits nämlich füllte er mit verschiedenen Gasen eine dünnwandige Glasröhre, welche unten zugeschmolzen und oben durch einen Kork luftdicht geschlossen war, durch welchen ein Thermometer so in die Röhre eingeführt war, daß das Gefäß in der Mitte derselben sich befand; diese Röhre wurde dann in einen vollständig mit Dampf angefüllten Kolben eingesetzt und nun die Zeit gemessen, welche verging, bis das Ther- mometer von 20° C. auf 80° oder 90° gestiegen war. Aus der Verschiedenheit der Zeit, welche zur gleichen Erwär-

1) Magnus, Ueber die Verbreitung der Wärme in den Gasen. Pogg. Annal. Bd. 112, S. 497 ff.



mung des Thermometers in den verschiedenen Gasen erforderlich war, schloß derselbe auf eine Verschiedenheit in der Leitungsfähigkeit der Gase. Außerdem untersuchte Magnus diesen Gegenstand auch in der Art, daß er die Gase von oben durch kochendes Wasser erwärmte und die Temperaturen verglich, bis zu welchen ein Thermometer stieg, das innerhalb des gaserfüllten Raumes in einer gewissen Entfernung unter der Wärmequelle, geschützt durch einen Schirm gegen die unmittelbare Strahlung derselben, angebracht war. Den Resultaten dieser Versuchsanordnung vermochte er nur den Schluß zu entnehmen, daß Wasserstoff die Wärme wie feste Körper leite und auch hier seine Analogie mit den Metallen verrathe, da in ihm die Temperatur eine noch höhere war, als in dem leeren Raume. Was nun zunächst die erste Art dieser Versuche angeht, so bilden dieselben die Umkehrung der Erkaltungsversuche und würden daher auch ganz geeignet seyn, die Frage der Wärmeleitung qualitativ wie quantitativ zu entscheiden, wenn sie nicht eine ganz besondere Schwierigkeit in sich schlossen. Da nämlich die umgebenden Dämpfe die Temperatur des Apparates sehr erhöhen, so treten ungleiche Ausdehnungen seiner Theile ein und dadurch auch eine theilweise Aufhebung des luftdichten Verschlusses. Da nun hierdurch im günstigsten Falle mindestens Diffusionsvorgänge bedingt sind, so kann derartigen Versuchen keine entscheidende, sondern nur eine sehr begränzte qualitative Bedeutung beigemessen werden, wie sich auch aus den theilweise sehr bedeutenden Abweichungen der von Magnus erhaltenen Zahlen ergibt. Seine andere Art der Versuchsanordnung scheint aber noch weniger geeignet zu seyn, den Vorgang der Wärmeverbreitung in Gasen aufzuklären. Abgesehen nämlich von der unvollkommenen Constanz der angewandten Temperaturen und von dem Mangel der strengen Vergleichbarkeit des Zustandes, in dem die verschiedenen Gase sich befanden, endlich abgesehen davon, daß Magnus die Wärmeverbreitung in verdünnten Gasen als die im Vacuo erfolgende annahm, haben seine Zahlen überhaupt eine sehr

complicirte Bedeutung, die sich schwer definiren läßt und den grösstentheils negativen Charakter seiner Resultate hervorgerufen hat; der erwärmende Effect der Gase machte nämlich nur einen so kleinen Theil des ganzen Erwärmungsprocesses aus, daß er nur bei dem mit einem relativ eminenten Leitungsvermögen versehenen Wasserstoff scharf hervortreten, dagegen bei den verdünnten Gasen sich gar nicht mehr geltend machen konnte; aus diesem Umstande erklärt sich das sonderbare Resultat, daß die Gase bei einem Drucke von 10 bis 15<sup>mm</sup> gar keine Unterschiede mehr in ihrem erwärmenden Effect zeigten, aus welcher Thatsache Magnus den fehlerhaften Schluss zog, daß die in letzterem Falle erhaltenen Zahlen den reinen Effect der strahlenden Wärme darstellten, wie er im luftleeren Raume beobachtet würde. — Was endlich die Schlüsse betrifft, welche Magnus seiner Untersuchung entnommen, so stimmen sie mit den meinigen in so fern überein, als auch sie eine Wärmeleitung in den Gasen constatiren, die freilich von der oben beschriebenen wesentlich verschieden ist; insbesondere ergibt meine Auffassung derselben in keiner Weise eine Analogie des Wasserstoffs mit den Metallen, da ja gerade diejenige physikalische Eigenschaft, die denselben von letzteren so sehr unterscheidet, sein geringes specifisches Gewicht, die grofse Wärmeleitungsfähigkeit desselben zur Folge hat.

Es dürfte wohl am Platze seyn, hier noch auf einen merkwürdigen Umstand aufmerksam zu machen, der mir für die Theorie der elektrischen Phänomene von grofser Wichtigkeit zu werden scheint; derselbe bezieht sich ebenfalls auf eine Ausnahmestellung des Wasserstoffs, die derselbe hinsichtlich einer anderen physikalischen Eigenschaft unter den Gasen einnimmt, und die man ebenfalls als einen Beleg für sein analoges Verhalten mit den Metallen aufzufassen pflegt. Aus Faraday's <sup>1)</sup> Messungen der Schlagweite für Reibungselectricität in verschiedenen Gasen geht

1) Faraday, *Experimental researches in electricity*. Lond. 1839. alinea 1381 fl.

nämlich hervor, daß diese für die gleiche Elektrizitätsmenge im Wasserstoffe viel größer als in allen anderen Gasen ist, und daß jenes Gas demnach auch in Bezug auf seine elektrische Leitungsfähigkeit alle übrigen weit übertrifft. Sollte da nicht die Frage angezeigt seyn, ob nicht die beiden Factoren, die seine große Wärmeleitungsfähigkeit bedingen, nämlich die bedeutende Geschwindigkeit der fortschreitenden Bewegung und die große mittlere Weglänge seiner Molecüle, eine ganz ähnliche Rolle bei der Verbreitung der Elektrizität spielen, insbesondere wenn wir letztere als eine Folge von Elementarinductionen auffassen? Diese Frage scheint mir unter allen Umständen mehr entsprechend, als die vage Annahme einer Analogie mit den Metallen, für die weder die das physikalische Verhalten bedingenden physikalischen Constanten, noch die absoluten Werthe jener Leitungsfähigkeiten als Belege herangezogen werden können. Leider ist die von Faraday angewandte Untersuchungsmethode zu unzureichend, als das man seinen Resultaten sichere Schlüsse über die Gruppierung der anderen Gase entnehmen könnte. Constatirt ist außerdem nur noch eine wichtige Thatsache, die auf einen innigen Zusammenhang der Elektrizitätsleitung der Gase mit der Wärmeleitung derselben schließen läßt und die darin besteht, daß feuchte Luft die Elektrizität besser leitet, als trockne. Sollte sich nun, wie diese beiden Facta nahe legen, bestätigen, daß, wie die Metalle, auch die Gase in Bezug auf ihr Leistungsvermögen für Wärme und Elektrizität vollkommen identisch sich gruppieren, so würde die Annahme, daß der mechanische Vorgang der Leitung beider Bewegungsarten vollkommen identisch sey, in hohem Grade an Wahrscheinlichkeit gewinnen; eine exacte, mit ganz besonderen Cautelen versehene Experimentaluntersuchung über die elektrische Leitungsfähigkeit der Gase wird uns sicher in der Folgezeit über die Zulässigkeit dieses Schlusses und seiner interessanten Consequenzen Aufschluß zu ertheilen vermögen.

Ich will nun schließlic noch einige Bemerkungen über

das Newton'sche Gesetz und die Abweichungen der verschiedenen Gase von demselben anfügen, die nach dem Früheren keine Folge constanter Fehler seyn können, sondern in der Natur der Gase begründet seyn müssen. Betrachten wir dieselben nämlich etwas näher, so ergibt sich, daß Stickstoff, atmosphärische Luft und Kohlensäure in demselben Sinne von jenem Gesetze abweichen, so zwar, daß bei allen denselben die Erkaltungsgeschwindigkeit in rascherem Verhältnisse als die Temperatur wächst; anders verhält es sich jedoch mit dem Wasserstoffgas, bei dem die Erkaltungsgeschwindigkeit in geringerem Maasse, als die Temperatur, sich erhöht. Es folgt hieraus mit Rücksicht auf die Größe dieser Abweichungen der eigenthümliche Schluß, daß diese Gase sich dem Newton'schen Gesetze gegenüber ebenso, wie dem Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze gegenüber verhalten, indem Wasserstoff am wenigsten, Kohlensäure am meisten von beiden abweicht, und Stickstoff und Luft in gleicher Ordnung eine mittlere Stellung denselben gegenüber einnehmen. Wie man nun für letzteres Gesetz ein vollkommenes Gas aufgestellt hat, so kann man sich nun auch ein ideales Gas denken, daß dem Newton'schen Gesetze genau folgt und somit die Gränze zwischen den beiden Gasgruppen bildet. Erwägt man nun die ganz identische Gruppierung der untersuchten wirklichen Gase zwischen beiden angenommenen Gasen, so dürfte der Schluß einige Wahrscheinlichkeit für sich haben, daß eine und die nämliche Eigenthümlichkeit der wirklichen Gase den Abweichungen von beiden Gesetzen zu Grunde liege und ein vollkommenes Gas mit dem hier angenommenen idealen identisch sey: das Newton'sche Gesetz würde also für ein vollkommenes Gas strenge Geltung haben, wobei wir übrigens unseren Berechnungen gemäß einen idealen, von jeder Aenderung der ihn charakterisirenden physikalischen Constanten mit der Temperatur befreiten erkaltenden Körper im Auge haben. Es ist mir nun leider nicht gelungen, aus den bisher gewonnenen Ansichten über die Constitution der Gase das Newton'sche Gesetz ab-

zuleiten; in dieser Beziehung ist insbesondere der Umstand sehr hinderlich, daß wir über die Beziehung der Temperatur des erwärmten Systems zu der in einer bestimmten Gasschicht gleichzeitig stattfindenden Temperatur zu wenige Anhaltspunkte haben. Dessen ungeachtet habe ich es aber doch für passend erachtet, auf dieses eigenthümliche Ergebniss meiner Versuche hinzuweisen, um dasselbe denjenigen, welche in der Folge sich eingehender mit der Frage der Erkaltung beschäftigen sollten, zur Berücksichtigung anzuempfehlen.

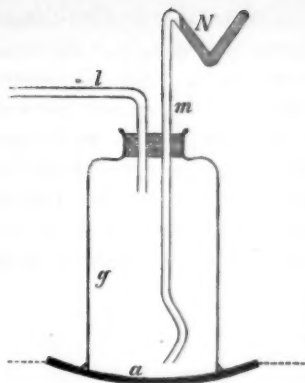
---

VII. *Ein neues Experiment und einige Bemerkungen zur Theorie des Leidenfrost'schen Tropfens; von E. Budde.*

(Vorgetragen in den Sitzungen der niederrheinischen Gesellschaft für Natur- und Heilkunde vom 19. Dec. 1870 und vom 13. März 1869.)

---

„Der Leidenfrost'sche Tropfen schwebt, wenn der unter ihm befindliche Dampf im Stande ist, den Druck der Atmosphäre plus dem Gewicht des Tropfens zu tragen. Nimmt man den ersteren fort, so muß eine viel geringere Dampfspannung ausreichen, um das Phänomen hervorzurufen.“ Dieser Schluß bewog mich zu dem Versuch, mit Hilfe der Luftpumpe einen *L.'schen Tropfen von Wasser auf einer Unterlage von weniger als 100° C.* darzustellen. Zu dem Zweck construirte ich folgenden Apparat: (s. umstehende Figur.) Auf eine Kupferschale *a* wurde eine Glasglocke *g* von etwa 8<sup>cm</sup> Weite gekittet. Durch den Stöpsel, der ihre obere Oeffnung verschloß, führten zwei Röhren, *l* und *m*. Die erstere ging per Kautschuckschlauch zur Luftpumpe; die zweite reichte im Innern der Glocke bis nahe an die Schale *a*, oben war sie in Form eines *N* gekrümmt und zugeschmolzen. Der gekrümmte Theil — er



möge im Folgenden *N* heißen — wurde mit Wasser gefüllt; er faßte etwa  $\frac{1}{2}$  Gramm. Die Schale *a* stand in einem Wasserbade, welches ihr eine Temperatur von 80 bis 100° ertheilte. Man denke sich nun den Apparat evacuirt. Bei hinreichender Verdünnung wird dann das Wasser in *N* Luftblasen und Dämpfe ausstoßen<sup>1)</sup>, welche sich zum Theil am obern Ende

sammeln und das Wasser zum Abfließen durch *m* bringen. Dasselbe fällt dann ganz oder nahezu *kochend* auf die erheblich über seinen augenblicklichen Siedepunkt erwärmte Schale; die Bedingungen für das Zustandekommen eines L'schen Tropfens sind also günstig genug, um dasselbe erwarten zu lassen.

Der Versuch wurde angestellt und gelang mit der größten Leichtigkeit. Wenn man bis unter 10<sup>cm</sup> Spannung evacuirt und das Wasserbad auf 90° C. oder mehr bringt, erhält man ohne alle Vorsichtsmaafsregeln Sphäroïde, welche sich lebhaft bewegen. Ich hatte kein Interesse daran, zu untersuchen, wie groß die größten Sphäroïde sind, welche sich auf die angegebene Weise darstellen lassen; die vorläufig niedrigste Temperatur der Schale, bei welcher die Tropfen sich haltbar zeigten, war 83° C., während das Manometer um 2 bis 3<sup>cm</sup> oscillirte. Selbstverständlich wächst die Spannung, wenn die Verdampfung auf der heißen Schale beginnt und muß durch Nachpumpen wieder vermindert werden, was sich nicht wohl ohne Schwankungen des Quecksilbers ausführen läßt. Plötzliche heftige Dampfbildungen, welche das Manometer in Gefahr gebracht hätten,

1) Insbesondere, wenn man mit einer kleinen Flamme nachhilft, was ich der Kürze wegen meistens gethan habe.



sind mir bei der allerdings geringen Zahl von drei Versuchen und der geringen Quantität verwendeten Wassers nicht vorgekommen. Bei Wiederholung des Versuchs wird es immerhin gerathen seyn, die Schale *a* so weit horizontal zu stellen, daß der Tropfen bei seinen Bewegungen das Glas der Glocke nicht berühren kann; es läßt sich das leicht erreichen, wenn man das Niveau des Wasserbades als Norm benutzt. Die Glocke wird schließlich von niedergeschlagener Feuchtigkeit trübe, bleibt aber an ihrem unteren, weil wärmeren Theil so lange durchsichtig, daß man mehrere Tropfen nacheinander mit Bequemlichkeit beobachten kann.

Der Versuch ist, wie ich glaube, für die Erklärung des L'schen Phänomens entscheidend, da er zeigt, daß die Kraft, welche den Tropfen trägt, den Gesetzen des Dampfdruckes folgt.

---

Es sey mir gestattet, bei dieser Gelegenheit einige Bemerkungen über die Bewegungsformen des L'schen Tropfens dem größeren wissenschaftlichen Publikum vorzulegen, welche ich schon im März 1869 der niederrheinischen Gesellschaft für Natur- und Heilkunde mittheilte. In Bezug auf die Entstehung der Sternformen schliesse ich mich der Erklärung Berger's an; nur möchte ich noch bestimmter hervorheben, daß die Sternbildung ein Schwingungsphänomen und zwar ein solches mit ausgezeichneter Knotenbildung ist. Die Bewegung, um die es sich hierbei handelt, ist ein abwechselndes Sichausbreiten und Sichzusammenraffen des Tropfens, veranlaßt in der Regel durch eine Dampfansammlung unter der Mitte, welche den Tropfen zum Auseinanderfließen bringt, in regelmäßigen Gang gebracht und darin erhalten durch das Spiel der Ursachen, welche Berger hervorgehoben hat. Die einfachste derartige Schwingung ist die, wobei der Tropfen als Ganzes sich ausbreitet und zusammenrafft; er stellt dabei abwechselnd ein mehr abgeplattetes und ein vertical in die Länge gezo-

genes Sphäroid dar. Man beobachtet diese Form am leichtesten bei ganz kleinen Flüssigkeitsmengen.

Hat der Tropfen einen größeren Umfang, so verfährt er, wie jeder andere schwingende Körper; er theilt sich in aliquote Theile, bildet Knoten und Bäuche. Die einfachste derartige Theilung ist die in Viertel. Dabei distrahirt er sich zuerst nach einer Richtung, so daß sein Querschnitt nahezu eine Ellipse wird. In der folgenden Schwingungsperiode contrahirt sich die große Axe und die frühere kleine Axe zieht sich in die Länge, so daß der Querschnitt eine auf der ersten senkrecht stehende Ellipse bildet. Er schwingt also hin und her zwischen zwei gekreuzten Ellipsen, und wenn die Bewegung schnell genug ist, sieht man ihn als Kreuz. Wenn die Amplitude der Schwingung groß ist, geht die Contraction in der Mitte so weit, daß der Querschnitt biscuitförmig wird; bei übergroßer Amplitude zerreißt der Tropfen jedesmal in zwei Theile, die zuweilen überraschend regelmäsig wieder zusammenfließen, um dann nach der darauf senkrechten Richtung sich auszudehnen und wieder zu zerreißen.

Bildet er 2.3, 2.4 usw. Knoten, so sieht man leicht, daß er in jeder Elongation einen Stern mit 3 resp. 4 etc. Strahlen und 3, 4 etc. Einbiegungen darstellt; wenn also die Zeit zwischen zwei Elongationen klein genug ist, sieht man einen Stern von 2.3, 2.4 usw. Strahlen.

Die Kraft, welche der Distraction des Tropfens entgegenwirkt, ist, außer der Molecularanziehung, der Druck des Dampfes, welcher an der Seite des Tropfens entweicht. Offenbar wird nun der Dampf um so mehr das Sphäroid zusammenhalten, je mehr er durch die Form der Schale gezwungen wird auf die Seiten desselben zu drücken, also je stärker die Schale gekrümmt ist. Die Knotenbildung wird um so reichlicher stattfinden, je mehr Widerstand die Dilatation findet, also je stärker die Krümmung ist. Daraus ersieht man leicht, daß die Form des Tropfens vor allem von der Form der Schale abhängt; und zwar zeigt sich folgender Zusammenhang:

1) Sehr flache, fast ebene Schalen liefern mit etwa 1<sup>cm</sup> Wasser ( $\frac{2}{3}$  cm Alkohol,  $\frac{1}{3}$  Aether) fast immer die Form der gekreuzten Ellipsen. Ist die Krümmung der Schale sehr gleichmäfsig, so bleibt die Form beim Abnehmen des Tropfens sehr constant. Bei den grofsen Wassertropfen ist die Bewegung so langsam, dafs man alle einzelnen Phasen leicht verfolgen kann, namentlich auch das erste Entstehen von Schwingungen durch eine Dampfblase, welche den Durchbruch versucht. Alkohol und Aether bewegen sich schneller.

2) Stärker gekrümmte Schalen geben die Formen mit mehr als vier Knoten, und zwar wächst die Knotenzahl mit der Abnahme des Krümmungsradius, bis bei etwa  $1\frac{1}{2}$ " wegen der Verkleinerung des Inhalts der Schale wieder eine Abnahme eintritt.

Bei der allmähigen Verkleinerung des Tropfens, welche Folge der Verdunstung ist, wird der Umfang schliesslich zu klein für die anfängliche Zahl der Knoten; dann tritt gewöhnlich erst ein Stillstand und darauf eine neue Schwingung mit weniger Knoten ein. Obige Angaben beziehen sich zunächst auf die Maximalformen und haben sich für diese in meinen Experimenten so durchgreifend gezeigt, dafs ich durch Wahl der Schalen bestimmte Sterne (bis zu 16 Strahlen) mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als  $\frac{9}{10}$  hervorrufen konnte. Vortheilhaft sind nicht zu glatte (etwa kupferne) Schalen, da kleine Rauigkeiten die Schwingungen fördern. Ganz ruhige Tropfen erhält man am leichtesten mit kleinen Wassermengen (Durchmesser des Sphäroids 0,8 bis 1<sup>cm</sup>) in einer ganz glatten und möglichst schwach geheizten silbernen Schale.

Die Entstehung der kleineren Wellen, welche die Oberfläche der Tropfen fast immer kräuseln, möchte ich darauf zurückführen, dafs der entweichende Dampf die Unter- und Seitenfläche des Tropfens anstreicht, wie ein Violinbogen eine Saite. Diese Schwingungen können auch hörbar werden; ihr Ton ist tief und leise summend, aber bestimmbar; um ihn wahrzunehmen, mufs man alles Flammengeräusch

entfernen, auch die Heizflamme, natürlich erst, nachdem man die Schale soweit erhitzt hat, daß ihre Temperatur eine Zeitlang vorhält; eine Verwechslung des Tones mit dem Krepitiren, welches unmittelbar vor dem Zerfall auftritt, ist nicht wohl möglich.

---

### VIII. *Ueber die anomale Dispersion der Körper mit Oberflächenfarben; von August Kundt.*

---

Während in den durchsichtigen Körpern die Geschwindigkeit des Lichtes kleiner als im luftleeren Raum ist und der Berechnungsexponent mit abnehmender Wellenlänge zunimmt, ist die Theorie zu wesentlich anderen Resultaten in Bezug auf die Metalle gekommen. Mit Zugrundelegung der Versuche von Jamin über die elliptische Polarisation des von den Metallen reflectirten Lichtes und der neueren Versuche von Quincke ergeben die Formeln von Cauchy, Beer und Eisenlohr für einzelne Metalle, wie z. B. für Silber und Gold, einen Brechungsexponenten kleiner als eins, also eine Geschwindigkeit größer als im luftleeren Raum. Zugleich zeigt die Cauchy'sche Theorie, gestützt auf die Jamin'schen Versuche, daß der Brechungsexponent der Metalle vom Einfallswinkel abhängt und daß in den meisten Metallen die Dispersion eine umgekehrte von derjenigen der durchsichtigen Körper ist, das Licht kürzerer Wellenlänge also weniger gebrochen werden muß, als dasjenige längerer.

Der Einzige, der es bisher versucht hat, diese Resultate der Theorie auf directem Wege nachzuweisen, ist wohl Quincke gewesen. Interferenzerscheinungen bei Licht, das zum Theil durch Metall, zum Theil durch Luft gegangen war, gaben Quincke für die mit blauer und blaugrüner Farbe durchsichtigen Modificationen von Silber und

Gold Brechungsexponenten kleiner als 1; andere Modificationen des Silbers gaben indessen Brechungsexponenten größer als 1<sup>1)</sup>.

Gleichzeitig ergaben die Versuche, daß der Brechungswinkel im Silber mit wachsendem Einfallswinkel zunimmt.

Später hat jedoch Quincke nach einer anderen Methode (Newton'sche Ringe) für Silber immer sehr große Brechungsexponenten (6,769 bis 12,51) erhalten; es gaben sogar *dieselben* Silberschichten mit den verschiedenen Methoden untersucht einmal größere, das andere Mal kleinere Brechungsexponenten als Eins<sup>2)</sup>. Ueberdies führten die letzteren Versuche im Gegensatz zu den früheren zu dem Resultat, daß der Brechungswinkel im Metall eine constante Größe und endlich die Wellenlängen der rothen und blauen Strahlen im Silber gleich sey.

Eine definitive Entscheidung über die Brechungsexponenten und die Dispersion der Metalle haben mithin die verdienstvollen umfassenden Arbeiten Quincke's nicht gegeben.

Bei einer Klasse von Körpern, die den Metallen nahe stehen, ist es mir nun gelungen, wenn auch nicht absolute Werthe von Brechungsexponenten zu ermitteln, doch allgemeine anomale Dispersionerscheinungen aufzufinden, deren näheres Studium in der Folge vielleicht der directeste Weg seyn wird, die Formeln der Theorie einer neuen Prüfung zu unterziehen.

Zwischen den durchsichtigen Körpern und den Metallen in der Mitte steht nämlich eine eigenthümliche Klasse von Medien, die für einzelne Lichtstrahlen sich als durchsichtige, für andere sich mehr oder minder als Metalle verhalten, und die Lichtstrahlen mit metallischem Glanz reflectiren.

Man hat diese Medien als Körper mit »Oberflächenfarben« zusammengefaßt. Die meisten derselben (indess nicht alle) sind stark tingirende Farbstoffe, in Lösung wie in

1) Berichte der Berl. Akad. März 1863. Pogg. Ann. Bd. CXIX, S. 368 und Bd. CXX, S. 599.

2) Pogg. Ann. CXXIX, 187.

kleinen, oft nur mikroskopischen Stückchen schön farbig durchsichtig, wie die meisten Anilinfarbstoffe, Indigo, Carthamin, übermangansaures Kali usw.

Die optischen Eigenschaften derselben sind von Brewster, Haidinger, Stokes und Anderen untersucht, und als Hauptresultat kann das zuerst von Haidinger ausgesprochene Gesetz hingestellt werden, daß das durch diese Medien durchgelassene Licht ganz oder nahe complementär zu dem an der Oberfläche reflectirten, also der Oberflächenfarbe ist.

Man kann daher auch sagen, die Körper lassen die Strahlen, die sie stark reflectiren, sehr wenig durch oder besitzen für dieselben ein sehr starkes Absorptionsvermögen. Stokes wies sogar nach, daß die Oberflächenfarbe des übermangansauren Kali fünf Lichtmaxima im Grün zeige, die genau den fünf dunklen Bänden entsprechen, die das Absorptionsspectrum des übermangansauren Kali in verdünnter Lösung zeigt <sup>1)</sup>.

Außerdem gaben zuerst Dale und Baden-Powell <sup>2)</sup> an, daß Indigo und Berliner Blau deutliche elliptische Polarisation des Lichtes ähnlich den Metallen bei der Reflexion zeigen, und v. d. Willigen <sup>3)</sup> bestimmte die Reflexionsconstanten des polirten Indigos und fand, daß der Haupteinfallswinkel von der Fraunhofer'schen Linie *B* nach *E* abnehme und von *E* nach *G* wieder zunehme.

Schon seit lange bemüht, das sämtliche vorliegende Material über die Körper mit Oberflächenfarben unter einheitliche Gesichtspunkte zu bringen, hatte ich mir bereits vor Jahren bestimmte Vorstellungen über die optischen Eigenschaften dieser Körper gemacht, deren Fundament die Annahme einer beliebigen Ab- und Zunahme des Brechungs-exponenten mit der Wellenlänge in diesen Körpern bildete. Ich vermuthete in diesen Körpern den *allgemeinsten* Fall

1) Pogg. Ann. XCI, 158 und XCVI, 522.

2) Fortschritte der Physik, herausgegeben von der phys. Gesellschaft zu Berlin 1846.

3) Pogg. Ann. CVII, 464.



der Dispersion, bei dem der Brechungsexponent für abnehmende Wellenlänge in Luft, in den Körpern nicht nur beliebig zu- und abnehmen, sondern auch ein oder mehrere Male kleiner als Eins werden könne.

Die einfache Betrachtung des von den Körpern reflectirten Lichtes deutet schon auf eine solche Annahme hin. Wenn nämlich ein Medium für einen bestimmten Strahl durchsichtig ist, so gilt für die Intensität des senkrecht reflectirten Lichtes der bekannte Ausdruck

$$\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$$

Dieser Ausdruck ist um so gröfser, je gröfser  $n$ , wenn  $n$  gröfser als 1, und um so gröfser je kleiner  $n$ , wenn  $n$  kleiner als 1. Für die meisten durchsichtigen Körper ist die Veränderung von  $n$  für die verschiedenen Farben, die Dispersion, so gering, dafs die Gesamtheit des reflectirten Lichtes dieselbe Farbe zeigt, wie das einfallende, also bei einfallendem weissen Licht das reflectirte Licht ebenfalls weifs ist. Wenden wir auch auf die Körper mit Oberflächenfarbe jene Intensitätsformel an, so würde folgen, dafs diejenigen Lichtstrahlen, die die Oberflächenfarbe bilden, d. h. die stark reflectirten Lichtarten, gegen die anderen einen sehr grofsen oder einen sehr kleinen (kleiner als 1) Brechungsexponenten haben müssen.

Da nun die Strahlen, welche die Oberflächenfarbe bilden, von ganz beliebiger Wellenlänge seyn können, meist grün, gelb oder röthlich, beim übermangansäuren Kali sogar aus fünf getrennten Partien bestehend, so würde aus jener Intensitätsformel folgen, dafs die Dispersion der Körper mit Oberflächenfarbe eine ganz beliebig anomale seyn mufs oder wenigstens seyn kann. Es könnte sogar vorkommen, dafs ein Theil der durchgehenden Strahlen, wenn man sie in hinreichender Intensität durch ein Prisma der Substanz schicken könnte, nach der einen Seite, der andere nach der anderen Seite von den einfallenden Strahlen gebrochen würde.

In Wirklichkeit wird nun gerade für die Strahlen, die

stark reflectirt werden, für die also die Substanz sich als Metall verhält, jene Intensitätsformel keine Gültigkeit haben, man muß vielmehr für diese Strahlen die Cauchy'sche Formel für Metallreflexion benutzen.

Es ist nach diesen für die senkrechte Incidenz

$$I = \operatorname{tg} \left( \psi - \frac{\pi}{4} \right)$$

$$\text{wo etg. } \psi = \cos \varepsilon \sin (2 \operatorname{arctg.} \Theta).$$

$\varepsilon$  und  $\Theta$  sind hier bekanntlich zwei aus den Reflexionsversuchen zu entnehmende Constanten, und

$$\Theta \cos \varepsilon = n,$$

$$\Theta \sin \varepsilon = \gamma,$$

wo  $n$  und  $\gamma$  Brechungsexponent und Extinctionscoefficient bei normaler Incidenz bezeichnen.

Nach diesen Formeln ist es nicht durchaus nöthig, worauf auch Cauchy aufmerksam macht, daß, wie man früher annahm, der Brechungsexponent der Metalle sehr groß sey; indessen sind doch nach den Jamin'schen und ebenso nach den späteren Quincke'schen Versuchen die Constanten der elliptischen Polarisation derartige, daß sich für die meisten Metalle ein ziemlich großer, oder für Silber und Gold ein Brechungsexponent kleiner als eins ergibt.

Die Cauchy'schen Formeln angewandt auf unsere Körper mit Oberflächenfarben machen daher, wenn man annimmt, daß die elliptische Polarisation bei ihnen eine ähnliche ist, wie bei den Metallen, wenigstens große oder Brechungsexponenten kleiner als eins, wahrscheinlich.

Daraus wird denn auch die oben erläuterte anomale Dispersion dieser Körper wahrscheinlich.

Würde man nun einen solchen Körper mit Oberflächenfarbe lösen, so muß er von seinen Dispersionseigenschaften mit in die Lösung nehmen. Es wird sich eine anomale Dispersion mit der normalen des Lösungsmittels combiniren, und wenn dabei auch nicht wohl ein Lichtstrahl einen Brechungsexponenten kleiner als 1 erhalten kann oder ganz von den anderen isolirt wird, so wird doch die Reihenfolge

der Farben im Dispersionsspectrum der Lösung beliebig gegen die gewöhnliche verändert seyn können.

Meine Bemühungen, die ich im Laufe der letzten Jahre gelegentlich anstellte, um die anomale Dispersion der Körper mit Oberflächenfarben oder ihrer Lösungen mittelst Interferenzerscheinungen nachzuweisen, führten zu keinem Resultat wegen zu unvollkommener Apparate. Eine Notiz im letzterschienenen Hefte No. 11 1870 <sup>1)</sup> von Poggen-dorff's Annalen von Hrn. Christiansen in Kopenhagen war mir ein erster directer Beweis für meine Vermuthung und hat mich veranlaßt, meine Versuche wieder aufzunehmen, und zwar, wie es Hr. Christiansen gethan, direct die Dispersion zu untersuchen.

Hr. Christiansen theilt am angeführten Orte mit, daß er die Dispersion einer concentrirten alcoholischen Lösung des Fuchsins (rothen Anilinfarbstoffes) untersucht und dabei das merkwürdige Resultat gefunden habe, daß der Brechungs-Exponent der Lösung von *B* bis *D* zunehme, dann schnell bis *G* sinke und von da an wieder wachse. Herr Christiansen theilt das Factum mit, ohne der anderen optischen Eigenschaften des Fuchsins Erwähnung zu thun, und ohne irgend eines anderen ähnlichen Körpers zu gedenken.

Auch die Beobachtung des Hrn. Le Roux, der bereits 1862 <sup>2)</sup> fand, daß der Joddampf (Jod ist ein Körper mit Oberflächenfarbe) die rothen Strahlen stärker breche als die blauen, ist ein einzelntes Factum geblieben.

Meine Versuche haben nun in der That die Allgemeinheit der anomalen Dispersion der Körper mit Oberflächenfarben, zunächst nur, wenn dieselben in Lösung sind, ergeben. Fast alle die Körper, die im festen Zustand eine deutliche Oberflächenfarbe zeigen, die ich bisher in sehr concentrirter Lösung in geeigneter Weise untersuchen konnte, geben eine anomale Dispersion.

Als anomale Dispersion bezeichne ich eine Reihenfolge

1) Bd. CXLI, S. 479.

2) Pogg. Ann. CXVII, 659.

der Farben im Dispersionsspectrum, die mit Farbenanordnung im Beugungsspectrum, oder im Dispersionsspectrum der gewöhnlichen Körper nicht übereinstimmt.

Die Medien, bei denen die Erscheinung auftritt sind ausser dem von Hrn. Christiansen untersuchten Fuchsin:

alle Proben von Anilinblau;

desgleichen alle von Anilinviolett, die ich untersuchen konnte;

Anilingrün (Jodgrün oder Hofmann's Grün);

Indigo (in rauchender Schwefelsäure gelöst);

Indigcarmin;

Carthamin;

Murexid (in Kalilauge gelöst);

Cyanin;

Uebermangansaures Kali;

Carmin.

Mit der angewandten Beobachtungsmethode, die weiter unten kurz angegeben wird, war es nur möglich, vollständig anomale Dispersion festzustellen, d. h. eine völlige Vertauschung der Hauptfarben; es ist daher mit Sicherheit anzunehmen, dass auch bei einer grossen Menge von Körpern, deren Oberflächenfarben entweder keine sehr hervortretende ist, oder die sich nicht stark lösen, mit feineren Beobachtungsmitteln geringere Anomalien sich werden nachweisen lassen.

*Alle oben genannten Körper brechen das rothe Licht stärker als das blaue, und sodann ist bei den Körpern, bei denen Grün einen Hauptbestandtheil der Oberflächenfarbe bildet, und noch deutlich im Spectrum erkannt werden kann, das Grün am wenigsten ablenkt.*

Cyanin, Anilinviolett und Anilinblau, ebenso noch Indigcarmin zeigen daher folgende Farbenfolge: Grün, Blau, Roth, wo Grün am Wenigsten abgelenkt ist.

Ganz besonders ist für die Demonstration eines anomalen Spectrums Cyanin geeignet.

Man kann bei diesem sogar noch Hell- und Dunkelblau unterscheiden, und unter günstigen Bedingungen gab mir

eine Lösung von Cyanin folgende Dispersion: Grün, Hellblau, Dunkelblau, eine dunkle Stelle ohne Licht, Roth und noch eine Andeutung von Orange, wobei, wie gesagt, Grün am wenigst abgelenkten Ende des Spectrums liegt. Die Dispersion hängt natürlich ab von der Concentration der Lösung, in verdünnter Lösung zeigen alle obigen Körper eine normale Dispersion.

Die Beobachtung der Dispersion geschah in folgender einfachen Weise: Auf ein etwa ein Zoll breites Stückchen Spiegelglas bringt man einen Tropfen der sehr concentrirten zu untersuchenden Lösung und drückt auf diesen in einem Winkel von etwa  $25^\circ$  die scharfe Kante eines gleich breiten Stückchens Spiegelglas. Schon in geringer Entfernung von der Berührungslinie der beiden Platten ist das sich capillar in die Kanten hineinziehende Flüssigkeitsprisma gewöhnlich undurchsichtig; gerade in der Nähe der Berührungslinie giebt es aber eine, oft freilich nur ein Haar breite prismatische Schicht, die für die meisten Farben durchsichtig ist. Ein Blick durch diese nach einer schmalen intensiven Lichtflamme oder einem beleuchteten Spalt genügt, die Dispersion zu erkennen. Es ist selbstverständlich, daß man sich einige Uebung erwerben und sich nicht durch Reflex- und Beugungserscheinungen oder unregelmäßige Brechungserscheinungen beirren lassen muß.

Am sichersten ist die Beobachtung, wenn man das Flüssigkeitsprisma mit den Händen an Stelle des Prismas eines größeren Kirchhoff - Bunsen'schen Spectralapparates bringt, und durch Probiren einen geeigneten Winkel des Flüssigkeitsprismas ermittelt. Bemühungen durch Zusatz von Collodium zu den Lösungen die prismatischen Schichten zwischen den geeigneten Glasplatten dauernd zu erhalten, haben bisher nur unsicheren Erfolg gehabt.

Mit Leichtigkeit zeigt *Cyanin*, wie schon bemerkt, ein anomales Spectrum und ist für eine erste Beobachtung entschieden am Meisten geeignet. Mit übermangansaurem Kali und Carmin wollte es mir anfangs durchaus nicht gelingen, ein umgekehrtes Spectrum zu erhalten. Ich brachte schließ-

lich in die möglichst concentrirten Lösungen noch feinzzertheilte feste Substanz, so daß ein Brei gebildet wurde. Dieser zeigte dann, wenn man die Glasplatte so fest auf einander drückte, daß man an der Kante noch durchsehen konnte, die anomale Dispersion ganz entschieden.

Eine Aenderung der Dispersion mit dem Einfallswinkel schien mir einige Male vorhanden, indessen muß diese Frage genaueren Beobachtungen vorbehalten bleiben.

Auch zu bestimmteren Schlüssen über die Dispersionsverhältnisse der festen Substanzen reichen die Beobachtungen an den Lösungen zur Zeit noch nicht aus; nur daraus, daß bei den Körpern, in deren Oberflächenfarbe Grün stark vertreten ist, das Grün in Lösung am wenigsten abgelenkt erscheint, läßt sich mit einiger Wahrscheinlichkeit vermuthen, daß in diesen Körpern im festen Zustand wirklich das grüne Licht einen Brechungsexponenten kleiner als Eins habe.

Es war zunächst nur meine Absicht, die Allgemeinheit der anomalen Dispersion bei den Körpern mit Oberflächenfarben nachzuweisen, und diese glaube ich durch die oben angegebenen Versuche bewiesen zu haben.

Aufgabe des Experimentes wird es nun in der Folge seyn, im ausgedehnten Maas die Dispersion der betreffenden Körper in Lösungen, und womöglich in festem Zustande zu untersuchen. Ich bezweifle durchaus nicht, daß es gelingen werde, von manchen der Substanzen im festen Zustand Prismen, sey es auch nur von mikroskopischer Kleinheit, herzustellen und die Brechung zu bestimmen.

Gleichzeitig müssen alsdann die Constanten der elliptischen Polarisation bei der Reflexion ermittelt werden.

Vielleicht dürften die Körper mit Oberflächenfarben auf diese Weise das geeignetste Material seyn, um an ihnen die Folgerungen der Theorie bezüglich der Beziehungen zwischen der Brechung und elliptischen Polarisation zu bewahrheiten.

Würzburg, den 6. Januar 1871.



**IX. Ueber die Beobachtung der Sonnen-Protuberanzen im monochromatischen Lichte;  
von Dr. W. Senker in Berlin.**

**I**m 141. Bande dieser Annalen S. 470 ist von C. Christiansen eine Methode zur Beobachtung der Sonnen-Protuberanzen beschrieben, die im Wesentlichen übereinstimmt mit derjenigen, welche ich seit einem halben Jahre zu diesem Zweck angewandt habe. Es gehört dazu ein Spectroskop, bei welchem in der Ebene, wo das Spectrum entsteht, ein zweiter verschiebbarer Spalt angebracht ist, durch den man aus dem ganzen Spectrum eine beliebige Linie mit ihrer nächsten Nachbarschaft (so breit eben dieser Spalt geöffnet ist) aussondern und für sich allein dem Auge sichtbar machen kann. Durch ein so vorgerichtetes Spectroskop werden immer nur solche Strahlen einer Lichtquelle ihren Weg finden, welche mit der eingeklemmten Linie identisch sind oder ihrer nächsten Nachbarschaft im Spectrum angehören.

Will man nun das von einer Objectivlinse entworfene Bild einer größeren Protuberanz auf einmal überblicken, so kann man dies bekanntlich nach der Zöllner'schen Methode durch einfache Erweiterung des ersten Spalts, hier natürlich nicht ohne eine entsprechende Erweiterung auch des zweiten Spalts. Bei Anwendung mäßiger Dispersion ist indessen auch nur ein mäßiges Oeffnen des Spalts gestattet, da zugleich die Menge der sich dem Bilde überlagernden Strahlen in dem Maasse zunimmt, daß bald die Wahrnehmbarkeit desselben beträchtlich leidet. Nur bei den kleineren Bildern kürzerer Fernrohre ist es daher bei mäßiger Dispersion möglich, eine ganze Protuberanz auf einmal in den Spalt zu bringen und diese kann man dann allerdings durch die Oculare weiter vergrößern.

Dagegen ist man bei der von mir dafür angewandten und von Christiansen beschriebenen Methode in der

Größe des Gesichtsfeldes fast unbeschränkt. Sie erfordert, daß die Bildebene der Objectivlinse nicht mit der Ebene des Spalts zusammen, sondern entweder *vor* oder *hinter* dieselbe falle. Nehmen wir an, der Spalt befände sich zwischen dem Objectiv und dessen Bildebene, so wird in letzterer dennoch das Bild entstehen, durch die Convergenz, zwar nicht wie zuvor eines ganzen Strahlenkegels, sondern nur eines Strahlendreiecks, dessen Basis die Länge des Spalts ist, soweit derselbe nämlich den Strahlenkegel durchschneidet. Ist also der Zugang der Strahlen von dem Objectiv aus nicht etwa durch sehr enge Blenden beschränkt, so wird die Breite des in der Bildebene entstehenden Bildes sich berechnen,  $B = \frac{l}{L} O + b$ , wobei  $O$  den Durchmesser des Objectivs,  $L$  die Focallänge desselben,  $l$  den Abstand des Spalts von der Bildebene und endlich  $b$  die Breite des Spalts bezeichnet.

Dasselbe Bild, nur umgekehrt und also aufrecht, wird, von den Linsen des Spectroskops entworfen, auch hinter dem zweiten Spalt entstehen und kann hier betrachtet werden, wenn man das Ocular, welches zuvor auf den zweiten Spalt eingestellt war, ohne diesen zu verschieben, genügend herauszieht.

Man erblickt alsdann ein nahezu monochromatisches Zerstreuungsbild des Spalts, in welchem der Sonnenrand und die Protuberanz deutlich sichtbar sind. Das Gesichtsfeld ist zwar nicht frei von Interferenzstreifen, welche bei enger Oeffnung des zweiten Spalts sogar störend werden, welche dagegen bei weiterer Oeffnung desselben mehr und mehr zurücktreten. Ein weiteres Oeffnen des Spalts ist aber ohnehin nothwendig, da die Helligkeit des Bildes, gemäß der Formel:  $J = \frac{b}{\frac{l}{L} O + b}$ , der Breite des ersten Spalts

direct, seiner eigenen Breite aber umgekehrt proportional ist. Man muß deswegen auch hier, wie bei der Zöllner'schen Methode, das Licht durch einen möglichst weit geöffneten ersten Spalt eintreten lassen und dem muß dann

natürlich auch die Weite des zweiten Spalts entsprechen. Der zweite Spalt darf selbstverständlich niemals breiter seyn als das monochromatische Bild des ersten, da durch noch weiter fortgesetzte Oeffnung desselben nur fremdes Licht zum Schaden der Deutlichkeit des Bildes eingeführt werden würde. Dagegen empfiehlt es sich, den zweiten Spalt etwas enger zu lassen, weil dadurch die Farbe etwas an Reinheit gewinnt.

Absolut monochromatisch kann dabei natürlich das ins Auge gelangende Licht niemals seyn. Wäre dieß der Fall, so würde man jeden Punkt der Sonnenscheibe wieder nur in einem Punkte dargestellt finden und das Bild derselben deshalb in allen seinen Theilen scharf ausgeprägt und auf allen Seiten scharf begränzt sehen. Da aber jeder Punkt der Sonnenscheibe vielmehr durch eine Linie, gleich und parallel der Breite des Spalts, dargestellt wird, so sind die Ränder des Sonnenbildes, wie im gewöhnlichen Spectrum, nur da scharf, wo sie senkrecht gegen den Spalt verlaufen d. h. bei radiärer Stellung des letzteren; und auch die Sonnenflecke, die übrigens wohl zu erkennen sind, haben nur in dieser Richtung scharfe Begränzungen.

Was die oben als erforderlich hingestellte Spalt-Erweiterung betrifft, so hat diese, wie ich noch einmal hervorheben will, hier einen ganz anderen Zweck als in der Zöllner'schen Beobachtungsmethode. Bei Zöllner dient sie, die Größe des Gesichtsfelds, hier die Helligkeit desselben zu vermehren. Die Größe desselben hängt hier in erster Linie ab von der relativen Oeffnung des Objectivs und der Lage der Bildebene zum Spalt. Dagegen wird allerdings die Methode identisch mit der von Zöllner, sobald man  $l=0$  werden, d. h. das Bild der Sonne in die Spaltebene fallen läßt. Alsdann reducirt sich die Bildgröße auf  $b$  und zugleich wächst die Helligkeit auf 1.

Ueber die Leistungsfähigkeit der beiden Methoden kann nur die Praxis entscheiden. Sobald es allein auf die Helligkeit des Bildes ankommt, muß man entschieden der Zöllner'schen Methode den Vorzug geben, zu der man

ja übrigens dasselbe Instrument anwenden kann, indem man den zweiten Spalt beliebig weit öffnet. Für größere Bildwinkel dagegen giebt die Methode mit doppeltem Spalt, nach den von mir angestellten Vergleichen, entschieden bessere Resultate. Namentlich wird man durch sie auch in Teleskopen von längerer Focaldistanz die Protuberanzen in ihrer ganzen Gröfse beobachten und dabei die von Zöllner angewandte starke Ocularvergrößerung entbehren können. Ich vermurthe, dafs die Methode mit den zwei Spalten, da man sie einmal an grofsen Teleskopen anwenden kann, schliesslich bessere Bilder geben wird, als die Zöllner'sche Methode, welche ja eben auf die kleineren Fernrohre angewiesen ist. Die Anwendung einer starken Dispersion ist für beide Methoden gleich vortheilhaft.

Die Handhabung unserer Methode ist also die folgende. Man richtet das Teleskop gegen den hellen Himmel und stellt das Spectroskop so ein, dafs die Linien möglichst scharf in der Ebene des zweiten Spalts erscheinen. Mit dem letzteren klemmt man die bestimmte Linie, z. B. C genau ein; doch ist es empfehlenswerth, sich hiebei noch einmal zu vergewissern, dafs das Bild der Linie gleichzeitig mit den Rändern des Spalts scharf gesehen werde. Alsdann schiebt man das Spectroskop *als Ganzes* dem Objective näher und zieht nur das Ocular hinter dem zweiten Spalt, ohne diesen selbst zu bewegen, soweit zurück, bis man bei radiärer Stellung beider Spalte den Sonnenrand scharf gezeichnet findet. Dann steht das Spectroskop richtig und man hat nur noch die Helligkeit durch zweckmäfsige Erweiterung der beiden Spalte zu reguliren. Sind dieselben zu schmal, so hat das Bild der Protuberanz zu wenig Kraft; sind sie zu breit, so wird es von dem zu lebhaften Nebenlicht ausgelöscht. Man kann nun, wie Zöllner es beschreibt, mit Leichtigkeit den ganzen Sonnenrand absuchen, sey es in radiärer oder tangentialer Stellung der beiden Spalte. Bei Anwendung einer mäfsigen Dispersion ist es indessen immer rathsam, die Sonnenscheibe selbst ganz ausserhalb des Gesichtsfeldes zu lassen, da sonst das von den Linsen-

und Spaltflächen reflectirte Licht so lebhaft wird, daß daneben das Bild der Protuberanzen leicht ganz verschwindet.

Christiansen giebt in seiner Darstellung an, man solle von dem ganzen Spectroskop nur die beiden Spalte verschieben, die Linsen und Prismen desselben aber an ihren Orte lassen. Man würde dadurch allerdings den Vorthail gewinnen, daß das Bild der Protuberanzen seine Größe constant behielte, während es beim Einschieben des ganzen Spectroskops an Größe wachsen, beim entgegengesetzten Verfahren verlieren muß. Indessen erheben sich doch dagegen sowohl theoretische wie namentlich praktische Bedenken: theoretische, denn nur wenn der erste Spalt im Focus der Collimatorlinse steht, durchlaufen die Strahlen in dem Prismenkörper parallele Ebenen und erleiden die gleiche Refraction; praktische, denn bei der Verschiebung der beiden Spalte würde das Verlieren der einmal eingestellten Linie fast unvermeidlich seyn.